



Modèle physique de la plasticité d'un cristal métallique CFC soumis à des chargements alternés : Contribution à la définition d'une modélisation multiéchelles de la mise en forme des métaux.

Afaf As Saai

► To cite this version:

Afaf As Saai. Modèle physique de la plasticité d'un cristal métallique CFC soumis à des chargements alternés : Contribution à la définition d'une modélisation multiéchelles de la mise en forme des métaux.. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Savoie, 2007. Français. NNT : . tel-00335219

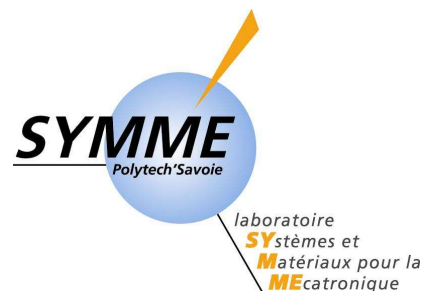
HAL Id: tel-00335219

<https://theses.hal.science/tel-00335219>

Submitted on 28 Oct 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THESE DE DOCTORAT

Discipline : Science pour l'Ingénieur

Spécialité : Génie Mécanique

Présentée par

Afaf SAAI

Date de soutenance : 13 septembre 2007

**Modèle physique de la plasticité d'un cristal métallique CFC
soumis à des chargements alternés :**

**Contribution à la définition d'une modélisation multiéchelles
de la mise en forme des métaux.**

Composition du jury :

Mme **Colette REY**

Présidente

M. **Xavier FEAUGAS**

Rapporteur

Mme **Véronique FAVIER**

Rapporteur

M. **Laurent TABOUROT**

Directeur de Thèse

M. **Hervé LOUCHE**

Co-Directeur de Thèse

M. **Christophe DEPRES**

Examineur

M. **Marc FIVEL**

Invité

Résumé

Ce travail est une contribution à l'établissement d'un modèle de comportement plastique destiné à être utilisé pour la simulation numérique d'opérations de mise en forme des métaux cristallins cubiques à faces centrées. Le parti a été pris de recourir à un modèle micromécanique dont les variables sont des paramètres microstructuraux intrinsèques comme les densités de dislocations sur chaque système de glissement et leur distribution dans l'espace.

L'enjeu de ce travail est double. Il s'agit premièrement de définir un modèle micromécanique qui puisse rendre compte efficacement de trajets de chargements complexes. Les opérations d'emboutissage font en effet subir au matériau des chargements alternés avec de grandes amplitudes de déformation, le plus souvent suivis de changements de trajets. Deuxièmement, au-delà de l'intérêt de définir un modèle particulier, il faut mettre en place les différentes étapes qui doivent conduire à son utilisation dans une simulation numérique. Il s'agit de définir un protocole reproductible, plutôt indépendant du modèle considéré et exploitable pour d'autres modélisations.

Le modèle pourrait être choisi parmi les différents modèles existants. Cependant l'analyse bibliographique met en évidence une carence de modèles pouvant traiter les chargements cycliques dans un cadre physique unifié défini pour l'ensemble des équations constitutives. Il manque dans les modèles des équations descriptives simples et robustes des effets cinématiques se produisant lors d'un chargement alterné. Il est donc nécessaire de développer tout particulièrement cet aspect. Une partie de ce travail est donc dédié à la mise en évidence des phénomènes physiques élémentaires responsables de l'écrouissage cinématique pour en fonder consécutivement les équations descriptives. Le reste du modèle utilise des équations déjà définies par ailleurs et dont il a été montré qu'elles s'appliquent valablement dans le cas de trajets de chargements monotones.

L'utilisation de ce modèle dans une simulation macroscopique requiert ensuite différentes phases qui vont de la validation du modèle jusqu'à son intégration dans un code numérique de type éléments finis. Ce travail apporte une contribution à la mise en œuvre de ces phases. En particulier, des protocoles expérimentaux sont définis pour produire des données dans des conditions reproductibles. Des moyens de caractérisation récents comme l'analyse d'images dans les domaines visible et infrarouge sont utilisés pour étudier la réponse expérimentale thermomécanique de différents échantillons à caractère fortement cristallin. Enfin, l'implantation du modèle dans un code commercial permet d'envisager des simulations complexes qui, si elles ne s'adressent pas actuellement à des opérations d'emboutissage, comportent toutefois les ingrédients pour les traiter.

Ce travail, à l'interface de nombreux champs disciplinaires, apporte donc une contribution au développement des modèles de comportement plastique des matériaux métalliques qui porte sur l'ensemble des briques nécessaires au développement de simulations numériques utilisant des modèles à caractère physique.

A celui qui m'a offert l'amour sans attendre de retour...
Ses épaules étaient une source de courage...
Ses mains étaient une source de tendresse...
Son sourire était une source de joie...
A celui que j'aime...
A mon mari...

05/08/2008

AFAF

Remerciements

Cette thèse n'aurait pu s'achever sans le soutien de personnes que je tiens à remercier.

Merci aux membres du jury, particulièrement aux rapporteurs, pour leurs travaux de relecture et leurs observations enrichissantes.

Merci à mes encadrants, **Laurent TABOUROT** et **Hervé LOUCHE**, pour leur suivi, leur disponibilité, leur partage des connaissances dans les différents domaines dans lesquels j'ai pu m'initier. Merci pour leurs discussions fructueuses, et leurs aides à la rédaction. A leurs manières ils ont apporté une touche personnelle à ce travail.

Merci à **Laurent** pour l'enseignement de son domaine, pour m'avoir appris à surmonter les difficultés liées à la recherche (notamment la rédaction, l'analyse, la réflexion), pour m'avoir appris à rebondir, merci pour le soutien et la confiance qu'il m'a apportée, un dernier merci à sa famille qui pendant ma thèse a été un peu la mienne...

Merci à **Hervé** pour les corrections inlassables de mon français pas toujours juste, ses explications et sa confiance...

Dire que ma thèse s'achève avec le seul soutien de mes encadrants serait une négligence de ma part...

Merci à **Christophe DEPRES**, pour les discussions techniques et scientifiques, pour ses conseils, ses explications sur l'aide apportée à la consolidation de mes connaissances...

Un grand merci pour tous les membres de laboratoire **LMéca** (actuellement **SYMME**) pour leur gaieté, leur humour et surtout pour l'ambiance qu'ils font régner dans le laboratoire. Je les remercie de m'avoir transmis le plaisir de faire de la recherche ensemble. Merci à **Pascale, Jean Michel, Pierre, Max, Robert, Serge, Eric, Franck ...**

Merci à ma famille qui est si loin de moi et si proche à la fois, par cette chaleur et cette force qu'ils me transmettent à chaque appel.

A mes meilleurs amis, ceux qui viennent divertir, réconforter, soutenir, orienter. A ceux qui ont été présents pendant les moments difficiles¹...

A tous ceux qui liront ces pages. A vous qui cherchez un semblant de réponse en lisant ces lignes... Je ne peux que vous souhaiter une bonne lecture et espère vous éclairer dans votre démarche.



¹ Dimitri, Elvyra, Huda, Pierre Antoine, Frédéric 1 et 2, Oussama, Lamia, Ilham, Sonia, Jihène, Ephraïm, Rouba, Roula, Ciprian, Awa, Nabila, Nacima, Selma, Georges ...

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : Etude bibliographique	7
1.1 Introduction	9
1.2 Mise en œuvre d'une modélisation micromécanique	9
1.2.1 Positionnement de l'échelle de modélisation	10
1.2.2 Transition d'échelles	13
1.2.3 Typologie des lois de comportement micromécaniques des cristaux CFC.....	13
1.3 Origine de l'écrouissage isotrope	19
1.3.1 Evolution de la densité de dislocations	20
1.4 Origines de l'écrouissage cinématique.....	22
1.4.1 Hétérogénéité Intergranulaire	23
1.4.2 Hétérogénéité Intragranulaire	24
1.4.3 Etude analytique du comportement de l'empilement par simulation en dynamique des dislocations discrètes.....	25
1.5 Conclusions.....	32
CHAPITRE II : Modélisation physique du comportement du monocristal - prise en compte de l'écrouissage cinématique	35
2.1 Introduction	37
2.2 Présentation du modèle du monocristal	37
2.2.1 Loi d'écoulement.....	37
2.2.2 Construction des lois d'écrouissage.....	38
2.3 Identification des paramètres du modèle.....	45
2.3.1 Rappel des principales formules du modèle	45
2.3.2 Détermination des paramètres du modèle	46
2.3.3 Commentaire	50
2.4 Validation qualitative du modèle.....	51
2.4.1 Modélisation de l'essai de cisaillement simple	51
2.4.2 Modélisation de l'essai de traction uniaxiale	55
2.4.3 Modélisation de l'essai de traction-compression.....	59
2.5 Conclusion	62
CHAPITRE III : Validation expérimentale du modèle sur un monocristal d'aluminium 99,50%.....	63
3.1 Introduction	65
3.2 Préparation des éprouvettes monocristallines de cisaillement.....	65
3.2.1 Géométrie des éprouvettes.....	66
3.2.2 Etapes de préparation des éprouvettes	67
3.3 Préparation de la machine de cisaillement.....	74
3.4 Outils de mesure utilisés	76
3.4.1 Mesure de champs cinématiques	76

3.4.2	Mesure de champs thermiques et estimation des sources de chaleur	77
3.4.3	Commentaires.....	80
3.5	Mise au point de l'essai de cisaillement	81
3.6	Courbes de cisaillement cyclique	85
3.7	Confrontation des résultats numériques et expérimentaux	87
3.8	Conclusion	89
Chapitre IV : Modélisation du comportement du multicristal : intégration numérique et validation expérimentale.....		91
4.1	Introduction	93
4.2	Modèle numérique	94
4.2.1	Introduction	94
4.2.2	Présentation du code éléments finis Abaqus	94
4.2.3	Présentation du modèle monocristallin intégré par Vumat.....	97
4.2.4	Commentaires.....	102
4.3	Essais expérimentaux	102
4.3.1	Préparation des éprouvettes multicristallines.....	103
4.3.2	Mesure des champs de déformations	104
4.3.3	Mesures de champs thermiques et estimation des sources de chaleur	107
4.4	Confrontation des résultats numériques et expérimentaux	114
4.4.1	Commentaire	117
4.5	Conclusion	118
Conclusions générales et perspectives.....		121
5.1	Conclusions.....	123
5.2	Perspectives.....	124
Références Bibliographique		127

INTRODUCTION GENERALE

Il existe actuellement une grande variété de procédés de mise en forme par déformation plastique des métaux. L'emboutissage, le tréfilage, le filage, le forgeage et le laminage sont ainsi utilisés pour la production de composants métalliques de structure.

Ces procédés présentent différents avantages en tant que moyens de fabrication :

- cadences de production très élevées,
- réduction des coûts sur la production en grande série,
- taux de déchets faibles comparativement à l'usinage.

De surcroît, ces procédés ont l'intérêt de produire des composants avec des caractéristiques mécaniques améliorées par le processus de fabrication. L'écrouissage développé au cours de la déformation augmente la dureté des pièces déformées. Par ailleurs, l'optimisation dimensionnelle des outillages permet d'obtenir des produits avec un état de surface et une précision tels que les opérations de finition disparaissent.

Cependant, la mise au point du processus de fabrication longue et parfois hasardeuse augmente les temps et les coûts de fabrication au détriment de la qualité et du prix de revient. Elle nécessite souvent de nombreux ajustements des outillages qui sont effectués en se fondant sur le savoir-faire des régleurs.

Pour être compétitives, les entreprises recourent à des outils de simulation numérique. La définition des outillages et des conditions opératoires des gammes est effectuée virtuellement.

Concomitamment, des travaux de recherche sont nécessaires pour améliorer en amont le potentiel des outils numériques. La simulation numérique implique de nombreux domaines ([1], [2]) comme l'étude du comportement des matériaux, la mécanique des milieux continus, le développement de méthodes numériques, l'étude du frottement...

Dans ce travail, on se focalise sur la définition d'un modèle micromécanique dont les variables sont des paramètres microstructuraux intrinsèques comme les densités de dislocations sur chaque système de glissement et leur distribution dans l'espace.

Ce travail a un double objectif. Il s'agit premièrement de définir un modèle micromécanique qui puisse rendre compte efficacement de trajets de chargements complexes. Les opérations d'emboutissage font en effet subir au matériau des chargements alternés avec de grandes amplitudes de déformation, le plus souvent suivis de changements de trajets.

Deuxièmement, au-delà de l'intérêt de définir un modèle particulier, il faut mettre en place les différentes étapes qui doivent conduire à son utilisation dans une simulation numérique. Il s'agit de définir un protocole reproductible, plutôt indépendant du modèle considéré et exploitable pour d'autres modélisations.

Le manuscrit de thèse est divisé en quatre chapitres principaux.

Dans le premier chapitre, on effectue une étude bibliographique.

Cette étude a pour objectif de dégager les enjeux et les moyens à mettre en œuvre pour définir une modélisation micromécanique pertinente dans le cadre d'une utilisation à terme dans des simulations d'opérations d'emboutissage.

Elle aborde tout d'abord les problèmes liés à la modélisation micromécanique des matériaux métalliques. Le cadre de travail et la mise en œuvre d'un tel type de modélisation sont présentés au début de ce chapitre.

Ensuite, dans la seconde partie du chapitre, on présente les différents modèles micromécaniques disponibles dans la littérature.

On identifie deux catégories de modèles physiques. Une première catégorie comporte les modèles simples à intégrer mais qui ne comportent pas de description de l'écrouissage cinématique. La seconde propose des modèles complets mais qui sont trop problématiques à intégrer actuellement dans un logiciel en vue de réaliser des simulations d'emboutissage.

Il ressort donc de cette étude la nécessité de proposer une modélisation de l'écrouissage cinématique qui soit non seulement cohérente avec le cadre général de description du modèle micromécanique physique complet mais suffisamment simple à intégrer dans un code de type éléments finis pour envisager des simulations macroscopiques dans des conditions réalistes.

Dans cette perspective, le cadre physique tel qu'il est admis actuellement pour expliquer l'écrouissage cinématique est présenté dans une troisième partie de façon à pouvoir fonder judicieusement les équations descriptives de l'écrouissage cinématique. Cette présentation est complétée par la synthèse de travaux récents menés à l'aide d'outils numériques de simulations de l'évolution dynamique d'une population discrète de dislocations (modèles de dynamiques de dislocations discrètes DDD).

Le deuxième chapitre est consacré au développement du modèle micromécanique. Une partie du modèle est construite en reprenant et adaptant des équations existantes. La loi d'écoulement et les lois l'écrouissage isotrope sont modifiées de façon à être couplées avec la description de l'écrouissage cinématique.

La modélisation de l'écrouissage cinématique est fondée sur l'analyse des résultats issus de la DDD, en retenant et capturant les principes essentiels qui régissent le phénomène.

Les paramètres du modèle correspondant à un aluminium de pureté 99,5% sont identifiés à partir de valeurs extraites de la littérature. Une première série de vérifications est réalisée en effectuant une intégration analytique du modèle correspondant à des cas idéaux simplifiés de cisaillement et de traction. L'allure des courbes de réponse analytique est analysée qualitativement. La cohérence de l'évolution des paramètres internes ainsi déterminés simultanément est également discutée.

Le troisième chapitre a pour objectif de définir un protocole de production de données expérimentales qui puisse servir de référence pour la validation de modèles micromécaniques.

A cet égard, dans la perspective de simuler ultérieurement le comportement plastique de tôles métalliques, on retient l'essai de cisaillement cyclique sur éprouvette plane comme étant particulièrement adapté pour identifier les paramètres de la loi proposée, notamment sur la partie cinématique. Les techniques d'analyse d'images dans les spectres visible et infrarouge sont utilisées pour mesurer de façon objective l'évolution de la déformation et déterminer les sources de chaleur durant

l'essai. Les points clés des procédures expérimentales sont mis en évidence. Un essai de cisaillement cyclique sur un aluminium 1050 est effectué pour valider quantitativement l'aptitude du modèle à reproduire le comportement en cisaillement cyclique sur un système.

Le quatrième chapitre a pour objectif principal de mettre en œuvre des simulations numériques qui bien que réduites en terme de taille et de complexité soient illustratives de la possibilité de décrire une opération de mise en forme en utilisant un modèle micromécanique physique réaliste.

A cette fin, l'intégration d'un modèle micromécanique standard dans le code de calcul industriel ABAQUS est effectuée. Les aspects critiques de cette intégration sont soulignés. La procédure numérique est testée sur un essai de traction sur des multicristaux d'aluminium 1050. Les résultats de simulation, en particulier les mesures de champs cinématiques et thermiques, sont analysés et comparés.

Une conclusion générale à la fin de ce manuscrit présente les perspectives envisagées pour développer des modèles physiques dans le but d'utiliser la modélisation micromécanique pour la mise au point des procédés de mise en forme des métaux et plus particulièrement l'emboutissage.

CHAPITRE I : Etude bibliographique

1.1 Introduction

Ce chapitre est une étude bibliographique centrée autour de la modélisation micromécanique du comportement plastique des matériaux métalliques et sa mise en œuvre.

La première partie de ce chapitre traite des spécificités de la mise en œuvre des modèles micromécaniques par rapport à l'ensemble des modèles disponibles pour le mécanicien des matériaux. Elle positionne l'échelle de travail retenue parmi les échelles existantes de la plus grande (macroscopique) à la plus fine (atomique). Elle présente les différentes techniques de transition d'échelles utilisables pour obtenir une modélisation complète du comportement du matériau au niveau macroscopique. La typologie des modèles micromécaniques est également présentée afin de positionner le modèle physique objet de la présente étude.

Dans la deuxième partie, une revue bibliographique de la plupart des modèles développés est donc présentée. Si toutefois ces modèles sont bien adaptés pour décrire des chargements monotones, il est mis en évidence la nécessité de disposer de lois robustes et relativement simples pour modéliser l'écrouissage cinématique en cohérence avec la réalité physique des processus impliqués. Il s'agit alors de décrire correctement les effets de chargements cycliques sur les matériaux.

Enfin, pour établir ou compléter un modèle physique au niveau du monocristal qui reproduise les effets de l'écrouissage, il est nécessaire de disposer de résultats permettant de déterminer l'origine physique du phénomène.

Dans la troisième partie, les résultats usuels relatifs à l'origine de l'écrouissage cinématique sont synthétisés. Par ailleurs, les outils numériques développés à l'échelle mésoscopique des dislocations sont désormais suffisamment fiables pour mener des expériences « in-situ » et extraire les informations pertinentes pour la construction des modèles à une échelle supérieure. Nous présentons donc de façon complémentaire des résultats obtenus par simulations de l'évolution d'une population discrètes de dislocations dans des situations typiques (Dynamique de Dislocations Discrète : DDD). Ces résultats permettent en particulier d'appréhender les mécanismes responsables de l'écrouissage et ainsi d'en établir les lois élémentaires représentatives.

1.2 Mise en œuvre d'une modélisation micromécanique

Notre objectif est de proposer une chaîne numérique fondée sur l'utilisation de lois de comportement les plus physiques possible en vue de simuler à terme des opérations d'emboutissage. Un des enjeux est également d'intégrer et de récupérer des informations sur la microstructure du matériau au cours de la déformation.

Les modèles micromécaniques ont la particularité d'être définis à une échelle intermédiaire, à savoir, ils définissent un comportement moyen local qui doit être généralement intégré pour obtenir un comportement à une échelle supérieure. Par ailleurs, des résultats provenant d'échelles inférieures sont utilisés pour définir les relations de comportement ou des paramètres de ces modèles. Il est donc important de bien situer cette échelle de description parmi celles disponibles. C'est l'objet du premier paragraphe de cette section.

Le paragraphe suivant présente ensuite les transitions d'échelles qui sont utilisées pour exploiter les modèles micromécaniques à des niveaux supérieurs.

On termine enfin cette présentation en effectuant une revue des modèles couramment utilisés dans ce cadre.

1.2.1 Positionnement de l'échelle de modélisation

Un modèle de comportement plastique décrit le comportement d'un volume élémentaire dont les propriétés mécaniques sont supposées représentatives de n'importe quel point du matériau. Lors de l'établissement ou le choix d'un modèle, une des questions déterminantes réside dans le choix du Volume Élémentaire Représentatif (VER) qui implique des descriptions différentes du comportement mécanique selon la taille de celui-ci.

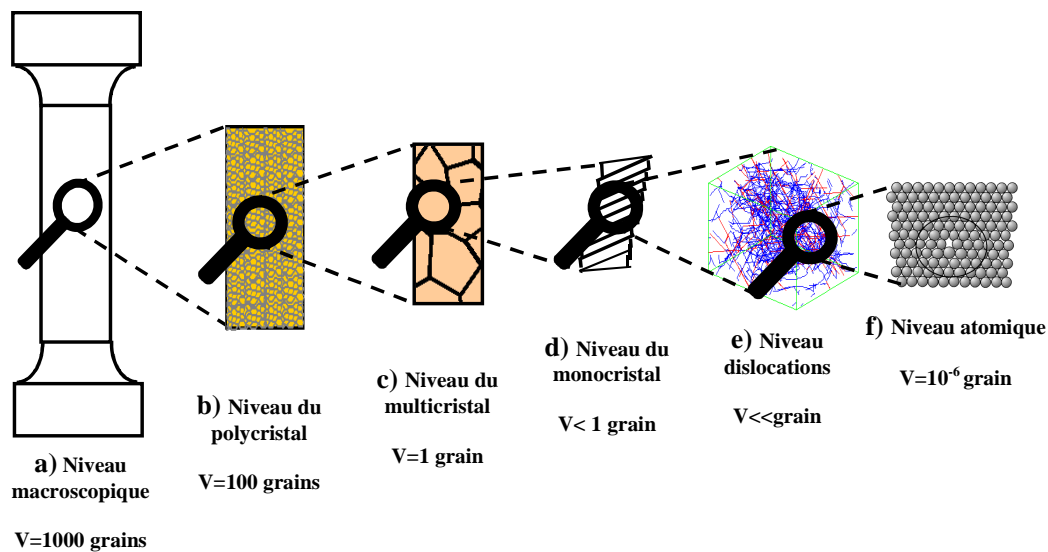


Figure 1 : Différents niveaux d'observations des déformations plastiques et de formulation des modèles.

Le développement des moyens d'analyse expérimentale a mis en évidence différents niveaux d'observation et a impliqué le développement des modélisations correspondantes (à la même échelle) du comportement mécanique. Ces niveaux se définissent par rapport à des longueurs internes caractéristiques. En l'occurrence, ici la discrétisation naturelle provoquée par les grains dans les matériaux métalliques joue un rôle évident.

On distingue ici six volumes caractéristiques de description définis par rapport au nombre de grains impliqués ([3]) (Figure 1) :

- a) Plusieurs centaines de grains. Un volume impliquant plusieurs centaines de grains restitue un comportement moyen pour le polycristal. C'est le volume habituellement considéré pour la modélisation phénoménologique utilisée dans les codes faisant appel aux techniques éléments finis ([4], [5]). A cette échelle, il est difficile d'intégrer des informations supplémentaires relatives à la microstructure ou l'orientation des grains. Les études de mise en forme des métaux s'effectuent le plus souvent en recourant à des modèles de comportement phénoménologiques définis à

ce niveau. Les lois de comportement utilisées sont généralement identifiées sur des essais « simples » de laboratoire (traction, compression, cisaillement,...).

- b) Une centaine de grains. Un volume de l'ordre d'une centaine de grains permet d'intégrer des informations moyennes liées à la microstructure comme l'orientation ou la fraction volumique représentative par orientation. Pour mener des simulations, chaque groupe de grains ayant la même orientation définit une inclusion caractérisée par sa fraction volumique. Le comportement mécanique du polycristal se détermine à partir du comportement moyen des *inclusions* par un schéma d'intégration autocohérent. La prise en compte des orientations cristallographiques et de leur répartition dans les formulations des lois de comportement crée une interaction entre le comportement mécanique macroscopique et la structure cristalline. Ces modèles traitent cet effet dans un sens moyen pour introduire dans la formulation macroscopique les variables microstructurelles ([6], [7]). Ceci explique leur utilisation pour l'étude de la texture des métaux cristallins.
- c) Un grain. Un volume de la taille du grain implique la description du comportement individuel de chacun des grains considérés comme un monocristal. Le comportement d'un agrégat cristallin se restitue en recourant à l'utilisation de la méthode des éléments finis, en réalisant un maillage judicieux des grains par des éléments qui épousent les frontières, ([8], [9], [10]). Des schémas d'intégration de type homogénéisation sont nécessaires pour résoudre les problèmes aux limites.
- d) Une fraction du grain. Un volume inférieur au volume du grain nécessite la détermination du comportement d'un volume monocristallin. Ce volume doit impliquer un nombre de dislocations suffisant pour être représentatif du comportement local moyen. La déformation plastique à cette échelle est principalement provoquée par le glissement cristallographique des dislocations sous l'effet de la contrainte appliquée. Les modèles développés dans ce cadre reposent sur une description de l'évolution moyenne des densités de dislocations sur les systèmes de glissement ; celles-ci jouant le rôle de variables internes. Les prédictions du comportement mécanique au niveau du monocristal sont généralement validées par des essais mécaniques macroscopiques ou des essais mécaniques *in situ* réalisés sur des éprouvettes monocristallines (essais de traction, essais cycliques, ...).
- e) Une fraction du grain à l'échelle de la dislocation. Un volume rendant visible les dislocations implique la connaissance des mécanismes d'activation et d'interaction de celles-ci. Le comportement mécanique se décrit à partir de la description de l'évolution dynamique des dislocations. A cette échelle, le comportement individuel de segments de dislocations est modélisé pour obtenir ensuite des informations sur le comportement collectif d'une population discrète de dislocations ([11], [12], [13], [14]) : leurs interactions mutuelles, leurs interactions avec les autres obstacles, l'évolution de leur densité,... Actuellement, ces outils d'étude de l'évolution

dynamique des dislocations discrètes font l'objet de recherches de plus en plus nombreuses et poussées pour améliorer la modélisation des mécanismes élémentaires impliqués lors de la déformation plastique et rendre plus pertinente leur utilisation dans les études du comportement mécanique macroscopique.

- f) Une fraction du grain à l'échelle de l'atome. Un volume compatible avec la prise en compte des atomes et de leur mouvement implique la connaissance des mécanismes régissant les interactions atomiques. Les modèles numériques développés à cette échelle se fondent sur la description de la liaison atomique et du potentiel interatomique pour décrire l'évolution dynamique des positions de tous les atomes contenus dans une boîte de simulation (modèles de dynamique moléculaire). L'intérêt, dans le domaine de plasticité cristalline, est de modéliser le comportement des défauts cristallins (dislocations) contenus dans la boîte, sous chargement mécanique.

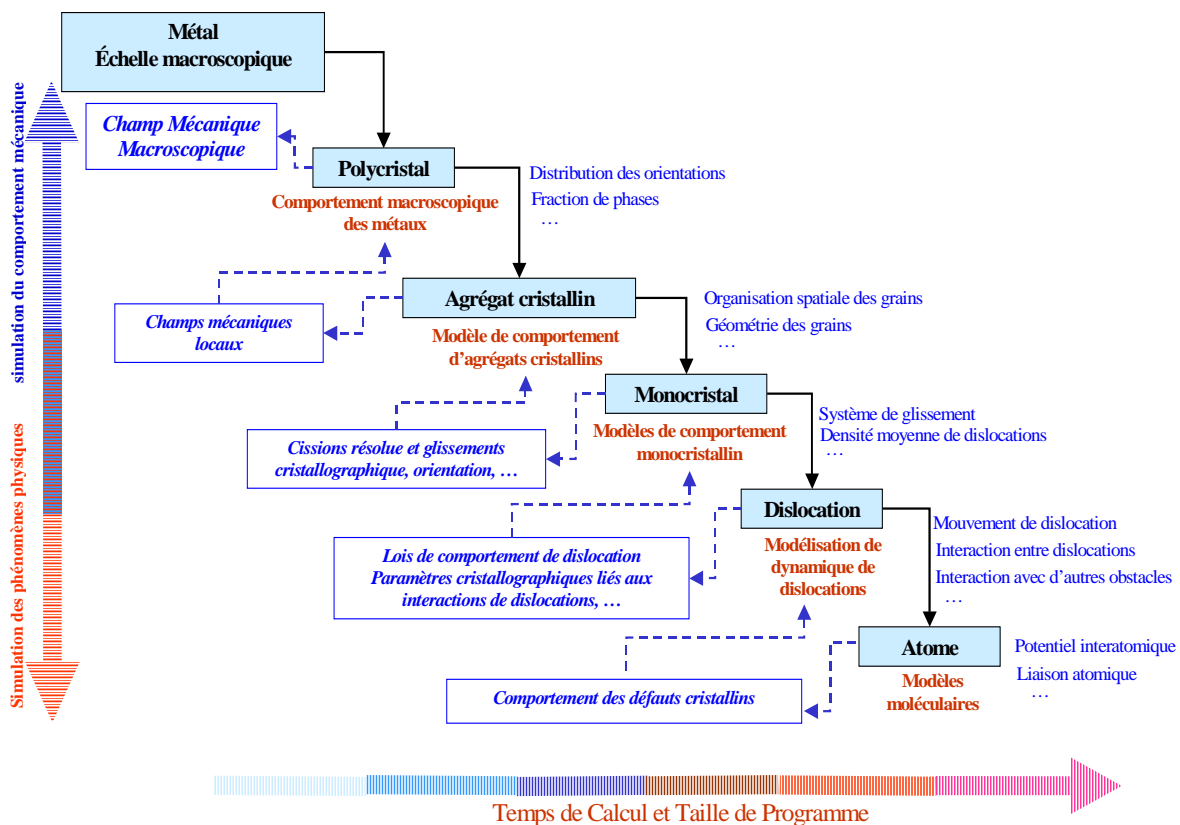


Figure 2 : Etude de la plasticité cristalline sur les différentes échelles disponibles pour définir le volume élémentaire représentatif du comportement du matériau.

Comme le montre la Figure 2, le nombre de paramètres physiques pris en compte par un modèle augmente lorsque l'échelle de description s'affine. Les données à traiter sont également très nombreuses et cela entraîne une augmentation importante du temps de calcul. La puissance des outils informatiques disponibles aujourd'hui n'autorise pas la modélisation numérique du comportement d'un polycristal sous un chargement complexe à partir d'une description définie à l'échelle atomique ou à celle des dislocations. Il est cependant possible d'améliorer

les modèles développés à l'échelle des milieux continus (en particulier à l'échelle du monocristal qui sera l'échelle de départ dans cette étude) en utilisant des lois physiques définies à partir de l'analyse de résultats fournis par des modèles développés à l'échelle des dislocations ([11], [15], [16]). Cette méthode est aujourd'hui largement utilisée pour remplacer les lois phénoménologiques déjà utilisées au niveau des systèmes de glissement par des lois physiques définies pour décrire le mouvement des dislocations. C'est cette méthode que nous avons adoptée dans ce travail.

1.2.2 Transition d'échelles

Cette étape est nécessaire lorsqu'on utilise des modélisations définies pour des volumes élémentaires représentatifs d'ordre de grandeur inférieur à celui auquel on traite le problème aux limites. Elle s'appuie principalement sur des conditions de respect de l'équilibre des contraintes et de continuité de déformation intra et intergranulaire du matériau.

Plusieurs méthodes d'homogénéisation existent pour réaliser une transition d'échelles, à savoir : la méthode de Taylor, la méthode autocohérente et la méthode des éléments finis. Ces méthodes se différencient par leur domaine d'application et leurs limitations ([17]).

Les techniques fondées sur la méthode de Taylor ([18]) ou l'approche autocohérente ([19]) sont principalement préférées lorsque les paramètres dont on souhaite effectuer la prédiction des évolutions présentent un comportement moyen observable tel que l'anisotropie plastique ou la texture au cours de la déformation. Cependant, ces techniques n'intègrent pas l'effet de la morphologie des grains et des interactions entre les grains voisins car chaque famille de grains (repérée par la fraction volumique et l'orientation cristallographique moyenne) est considérée comme une inclusion dans un milieu homogène qui a la propriété mécanique moyenne du polycristal.

La voie qui repose sur l'utilisation des techniques éléments finis ([20], [8]), quant à elle, permet de considérer l'organisation spatiale des grains et leur géométrie. Les éléments finis constituent un outil adapté pour modéliser le comportement intragranulaire et les interactions intergranulaires de métaux cristallins. Cette voie est utilisée dans ce travail, où nous établissons un modèle du comportement du monocristal, pour réaliser le passage de l'échelle du grain à l'échelle de l'agrégat cristallin.

1.2.3 Typologie des lois de comportement micromécaniques des cristaux CFC

Pour répondre au problème posé, la sélection ou la définition d'un modèle micromécanique en vue de mener des simulations éléments finis d'opérations d'emboutissage, il est nécessaire d'effectuer une revue synthétique des différents modèles proposés par la littérature.

On traite d'une part des lois d'écoulement, d'autre part des lois d'écrouissage.

1.2.3.1 Lois d'écoulement

On définit la loi d'écoulement comme la relation mathématique, déterminée dans un cadre thermodynamique, qui lie pour chaque système actif la vitesse de cisaillement moyenne à la cission résolue. Cette dernière s'obtient comme la projection du vecteur contrainte sur le plan de glissement de la dislocation.

Tous les modèles font état de relations de référence incontournables qui ont été proposées par Schmid ([21]), Orowan ([22], [23]) et Teodosiu ([24]). Il s'agit de présenter ici ces relations qui définissent les règles qui régissent l'écoulement sur un système de glissement.

On précise tout d'abord les notations utilisées dans le cadre de la plasticité cristalline des métaux CFC.

Pour les matériaux CFC, 12 systèmes sont définis (Tableau 1). Afin de repérer ces systèmes dans l'espace, la projection stéréographique est le moyen conventionnel généralement utilisé.

Plan de glissement	Direction de glissement					
	[011]	[0 $\bar{1}$ 1]	[101]	[$\bar{1}$ 0 1]	[$\bar{1}$ 1 0]	[110]
($\bar{1}$ 11)		A₂	A₃			A₆
(111)		B₂		B₄	B₅	
($\bar{1}$ $\bar{1}$ 1)	C₁		C₃		C₅	
(1 $\bar{1}$ 1)	D₁			D₄		D₆

Tableau 1 : Systèmes de glissement dans les structures CFC, selon la convention de Schmid et Boas.

En prenant le cas d'un chargement en traction sur un monocristal, les traces des principaux plans cristallographiques sur le plan de projection stéréographique, font apparaître des zones qui s'apparentent à des triangles (Figure 3). Si la projection de l'axe de traction est à l'intérieur de l'un de ces triangles, le premier système de glissement actif est celui associé à ce triangle. Dans le cas où l'axe de traction appartient à des éléments communs à plusieurs triangles, il y a une activation multiple de systèmes de glissement (ceux en principe associés aux triangles concernés). Quand l'axe de traction est positionné, par exemple, sur le côté commun à deux triangles, théoriquement un glissement double apparaît dans le monocristal.

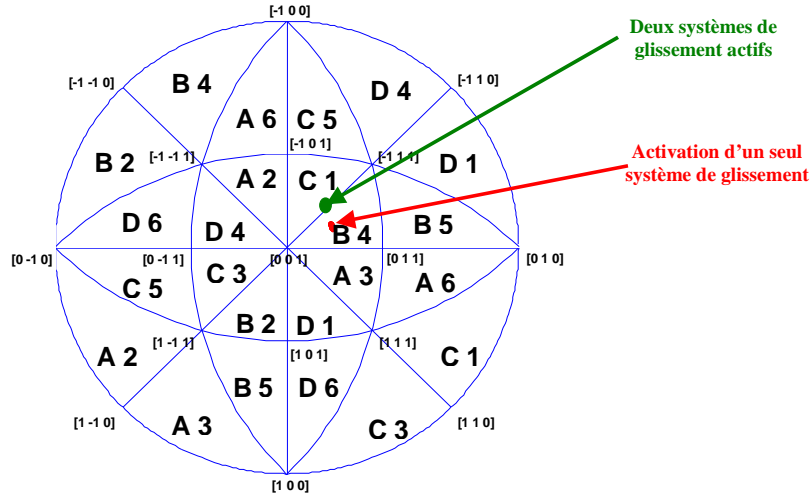


Figure 3 : Projection stéréographique faisant apparaître les systèmes de glissement.
L'activation de systèmes de glissement dans le cas d'un chargement de traction se détermine en fonction de la position de l'axe de traction.

La loi de Schmid

La loi de Schmid donne la condition générale d'écoulement sur un système de glissement. Selon cette loi, les dislocations d'un système de glissement se déplacent en produisant une déformation plastique si la projection du vecteur de contrainte dans le plan de glissement suivant la direction de glissement unitaire (cission résolue) dépasse un seuil nécessaire pour l'activation (cission critique).

La loi de Schmid est donnée généralement sous la forme suivante :

$$\left. \begin{array}{l} \tau^{(s)} = \tau_{\mu}^{(s)} \\ \dot{\tau}^{(s)} > 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \dot{\gamma}^{(s)} > 0, \quad (1)$$

où $\tau^{(s)}$ est la cission résolue, $\tau_{\mu}^{(s)}$ est la limite d'activation du mouvement des dislocations, et $\dot{\gamma}^{(s)}$ est le taux de cisaillement. La cission résolue s'écrit en fonction de la contrainte appliquée par :

$$\tau^{(s)} = g_i^{(s)} \sigma_{ij} m_j^{(s)}, \quad (2)$$

où $\bar{m} = \frac{\vec{n}}{\|\vec{n}\|}$ et $\bar{g} = \frac{\vec{b}}{\|\vec{b}\|}$ représentent respectivement la normale unitaire au plan

de glissement et le vecteur unitaire colinéaire au vecteur de Burgers \vec{b} .

Relation d'Orowan

La relation d'Orowan, quant à elle, permet de réaliser le passage d'un comportement individuel de dislocation à la description moyenne de cisaillement sur le système de glissement. Elle lie la vitesse de cisaillement sur un système (s) à la vitesse moyenne de dislocations $v^{(s)}$ par :

$$\dot{\gamma}^{(s)} = \rho_m^{(s)} b v^{(s)}, \quad (3)$$

où $\rho_m^{(s)}$ est la densité de dislocations mobiles sur le système de glissement.

Loi d'écoulement sur les systèmes de glissement

Teodosiu ([25]) se fonde sur les propriétés conférées par le caractère thermiquement activé du mouvement des dislocations pour établir un lien entre la vitesse de cisaillement et la cission résolue sur le système de glissement :

$$\dot{\gamma}^{(s)} = \dot{\gamma}_0 \left(\frac{\tau^{(s)}}{\tau_\mu^{(s)}} \right)^{\frac{1}{m}}, \quad (4)$$

où

$$\dot{\gamma}_0 = \rho_m v_D b^2 \exp\left(\frac{-\Delta G_0}{KT}\right), \quad (5)$$

et

$$m = \frac{KT}{\tau_\mu \Delta V}, \quad (6)$$

sont des constantes matérielles définissant respectivement la vitesse de cisaillement de référence et le paramètre de sensibilité à la vitesse.

La forme de la loi d'écoulement proposée par Teodosiu est souvent utilisée dans les modèles monocristallins. Pour plus de détails sur les significations des paramètres introduites, le lecteur est invité à consulter les références [26] et [11].

Il est à noter que $\tau_\mu^{(s)}$ dans l'expression (6) est une contrainte de nature isotrope indépendante de sens du chargement.

1.2.3.2 Modélisation de l'écrouissage

Les lois d'écrouissage ont pour rôle de déterminer l'évolution des limites d'activation des systèmes de glissement en cours de déformation. On distingue à cet effet, un écrouissage de nature "isotrope" par rapport au sens du glissement, (indépendant du sens de glissement) et un écrouissage de nature "cinématique" conditionné par le sens du glissement sur le système.

Les lois de comportement à l'échelle du monocristal ont des fondements physiques plus ou moins avérés en fonction de la description utilisée pour l'écrouissage isotrope et cinématique (Tableau 2) :

1. description phénoménologique de l'écrouissage isotrope et cinématique,
2. description physique de l'écrouissage isotrope,
3. description physique de l'écrouissage isotrope et phénoménologique de l'écrouissage cinématique,
4. description physique de l'écrouissage isotrope et de l'écrouissage cinématique.

	Écrouissage isotrope	Écrouissage cinématique	Écrouissage isotrope	Écrouissage cinématique	Écrouissage isotrope	Écrouissage cinématique	Écrouissage isotrope	Écrouissage cinématique	Écrouissage isotrope	Écrouissage cinématique
Échelle macroscopique	Lois phénoménol- ogiques	Lois phénoménol- ogiques	Transition d'échelles mono-polycristal							
Échelle microscopique	Pas de description physique de la déformation ou de l'écrouissage		Lois phénoménol- ogiques	Lois phénoménol- ogiques	Lois physiques		Lois physiques	Lois phénoménol- ogiques	Lois physiques	Lois physiques ?
			Échelle des grains	Échelle des grains	Échelle des grains + Échelle de dislocations		Échelle des grains + Échelle de dislocations		Échelle des grains + Échelle de dislocations+...	
Type de modélisations	Modélisation macroscopique		Modélisation micromécanique							
Références (Matériaux CFC)	Hill Norton ...		Chang & Asaro 1981, Caillaud 1991, ... ([27], [28], [29], [30], [32])		Franciosi 1985, Tabourot, ... ([35], [38], [39])		Frénois 2001 ([40])		Gaudin 2002, Evers et al 2004 ([41], [43])	

Tableau 2 : Modèles de comportement du monocristal CFC.

1) Description phénoménologique de l'écrouissage

Cette première catégorie utilise un seul type de variable qui n'est pas un paramètre d'état : le glissement cristallographique sur chaque système. Les modèles de cette catégorie se partagent en deux sous-groupes : a) les modèles définis pour les chargements monotones et b) les modèles définis pour les chargements cycliques.

a) Dans le cas de modèles pour chargements monotones ([27], [28], [29], [30], [31]), la relation d'écoulement entre la vitesse de cisaillement et la contrainte appliquée sur le système met en jeu une seule cission interne représentative de la limite d'activation du système de glissement. L'écrouissage qui se déduit de son évolution est de nature isotrope. Les lois d'écrouissage sont phénoménologiques. Les paramètres sont identifiés sur une base expérimentale obtenue essentiellement avec des essais de traction dont l'éprouvette est orientée, la plupart du temps, pour obtenir la courbe caractéristique d'écrouissage à trois stades.

b) Dans le cas de modèles pour chargements cycliques ([32], [33]), La description de l'écrouissage se fait en utilisant des lois macroscopiques phénoménologiques classiques transcrites pour décrire le comportement sur un système de glissement. Le glissement sur les systèmes actifs se détermine alors en fonction de la cission résolue et des cissions découlant d'un écrouissage de nature isotrope et d'un écrouissage à caractère cinématique. La condition d'activation des systèmes de glissement, généralement utilisée dans les modèles pour chargements monotones ($\tau^{(s)} > \tau_{\mu}^{(s)}$), est remplacée par la condition ($|\tau^{(s)} - \tau_{cin}^{(s)}| > \tau_{\mu}^{(s)}$), où $\tau^{(s)}$ est la cission résolue sur le système (s), $\tau_{\mu}^{(s)}$ est la cission isotrope et $\tau_{cin}^{(s)}$ une cission de type cinématique.

2) Description physique de l'écrouissage isotrope

L'introduction des relations traduisant les mécanismes physiques qui se produisent à une échelle inférieure est effectuée au niveau de la description de l'écrouissage isotrope. Les modèles dits « physiques » appartiennent alors à cette deuxième catégorie ([34], [35], [36], [37]). Ces modèles utilisent des lois déduites des connaissances sur le comportement des dislocations. En l'absence d'un champ de contrainte supplémentaire, la cission appliquée

est la contrainte nécessaire pour provoquer le déplacement d'une ligne de dislocation (soumise quant à elle à une *tension de ligne provoquant le rappel de la dislocation*). Ainsi, l'évolution de la cission, dépend directement de la densité des obstacles et ne présente pas de dépendance par rapport au sens de chargement : cette cission présente donc un caractère isotrope.

L'utilisation des lois physiques dans la modélisation du comportement monocristallin permet de retrouver par simulation, la courbe expérimentale relative à l'essai de traction sur des monocristaux CFC. L'intégration de ces lois dans un outil de simulation type code éléments finis pour modéliser le comportement multicristallin donne aussi des résultats qui sont en accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, la nature isotrope de l'écrouissage et l'absence de variables d'écrouissage cinématique limitent plutôt leur utilisation aux cas de chargement monotone (traction, compression, cisaillement) ([38], [39]).

3) Description physique de l'écrouissage isotrope et phénoménologique de l'écrouissage cinématique

Beaucoup de recherches ont été entreprises pour prendre en compte l'écrouissage cinématique afin d'être en mesure de décrire les effets des chargements cycliques. La réponse consiste à proposer des modèles, qui s'appuient sur une formulation à fondement physique de l'écrouissage isotrope de la catégorie précédente mais la description de l'écrouissage cinématique est, quant à elle, donnée par un modèle phénoménologique, comme par exemple dans [40].

4) Description physique de l'écrouissage isotrope et cinématique

Très peu d'études proposent finalement une modélisation du comportement du monocristal qui englobe une description physique cohérente de l'écrouissage isotrope et de l'écrouissage cinématique.

Actuellement, les modèles visent de plus en plus à fournir une description physique de l'écrouissage cinématique liée à la densité de dislocations. Des lois physiques décrivant l'écrouissage isotrope et cinématique sont développées ([41], [42], [43]) dans lesquelles des contraintes internes associées à l'écrouissage isotrope et cinématique sont décrites en fonction des densités de dislocations de type géométriquement nécessaires et statiquement stockées.

Cependant, la description de l'écrouissage cinématique proposée est généralement complexe et pratiquement incompatible avec un traitement numérique qui se destine à être exploitable au niveau industriel.

Dans la perspective de contribuer au développement de modèles de la dernière catégorie, c'est à dire comportant une description physique de l'écrouissage isotrope et cinématique et qui soit pratiquement utilisable dans le cadre de simulations numériques de procédés, cette étude a pour objectif l'établissement d'un modèle monocristallin dans lequel les lois d'écrouissage isotrope et cinématique sont respectivement sélectionnées et construites en se fondant sur les mécanismes physiques élémentaires impliqués lors du mouvement des dislocations et de leurs interactions. Pour compléter le cahier des charges relatif à un tel modèle, la deuxième partie de ce chapitre présente l'état de l'art en matière de modélisation

physique du comportement du monocristal de façon à identifier les acquis actuels, sélectionner les équations pertinentes utilisables et recenser les points de blocage concernant notamment l'origine de l'écrouissage cinématique.

1.3 Origine de l'écrouissage isotrope

Les lois proposées pour la description de l'écrouissage isotrope sont construites à partir de considérations sur les mécanismes de production, d'annihilation et d'interaction des dislocations au cours de la déformation. Nous présentons une modélisation de l'écrouissage isotrope qui correspond particulièrement au cahier des charges que nous nous sommes assigné ([44], [34], [36], [45], [46], [38], [24]).

L'origine physique de l'écrouissage isotrope est liée à la contrainte de tension de ligne. L'effet de cette dernière se représente par une contrainte interne indépendante de la direction de chargement, dont l'expression dépend uniquement de la longueur du segment de dislocation entre les obstacles l (Figure 4) :

$$\tau_{\mu} \approx \frac{\alpha \mu b}{l}, \quad (7)$$

où α est le paramètre de l'écrouissage et μ est le module de cisaillement.

La longueur moyenne entre les obstacles s'exprime approximativement en fonction de la racine carrée de la densité de dislocations forêt par $l = 1/\sqrt{\rho}$, si la répartition de ces dernières reste uniforme (Figure 4).

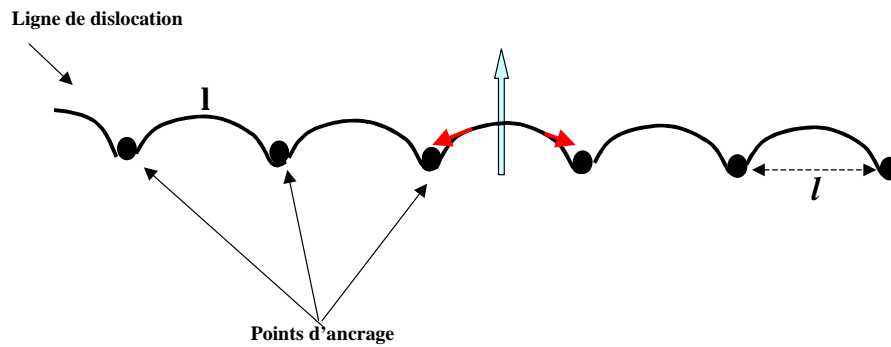


Figure 4 : Longueur libre entre deux points d'ancrage, approximativement proportionnelle à la racine carrée de la densité de points d'ancrage, si la répartition de ces derniers est uniforme.

Pour qu'une ligne de dislocation puisse se déplacer, la contrainte appliquée doit dépasser la tension de ligne. On définit donc la limite d'activation du mouvement de dislocations sur le système de glissement par :

$$\tau_{\mu}^{(s)} = \alpha \mu b \sqrt{\rho}. \quad (8)$$

Dans cette expression, ρ est la densité totale de dislocations ([45]).

Franciosi ([34], [35]) a généralisé cette expression pour introduire l'effet de l'interaction entre les systèmes de glissement :

$$\tau_{\mu}^{(s)} = \mu b \sqrt{\sum_{u=1}^n \alpha^{su} \rho^{(u)}}, \quad (9)$$

où $\rho^{(u)}$ est la densité de dislocations sur chaque système de glissement et α^{su} est la matrice d'écrouissage. Cette matrice peut se réduire à deux paramètres :

- paramètre d'auto écrouissage ($\alpha^{su} = \alpha_p$ si $s = u$) pour l'interaction entre les dislocations d'un même système,
- paramètre d'écrouissage latent ($\alpha^{su} = \alpha_F$ si $s \neq u$) pour le durcissement sur le système de glissement considéré induit par les autres systèmes de glissement.

Dans le cas d'un durcissement identique sur tous les systèmes de glissement, on suppose que les termes de la matrice de l'écrouissage sont identiques :

$$\tau_{\mu}^{(s)} = \mu b \alpha \sqrt{\sum_{u=1}^n \rho^{(u)}}. \quad (10)$$

Ceci conduit à la formulation de la contrainte isotrope donnée dans l'équation (8), où $\alpha = \sqrt{\sum_{u=1}^n \alpha^{su}}$.

1.3.1 Evolution de la densité de dislocations

Comme la cission isotrope s'exprime en fonction de la densité de dislocations, la détermination de l'écrouissage isotrope nécessite des lois complémentaires qui décrivent l'évolution de cette densité.

Nous adoptons dans ce travail une description proposée par Mecking et Lucke ([36], [37], [44], [46]). Les auteurs supposent l'existence de deux mécanismes qui contrôlent l'évolution de la densité de dislocations au cours de la déformation :

- le mécanisme de stockage qui décrit l'augmentation de la densité de dislocations immobilisées dans le cristal,
- le mécanisme d'annihilation qui décrit la diminution de la densité de dislocations.

L'évolution de la densité de dislocations sur chaque système de glissement s'écrit alors :

$$\frac{d\rho^{(s)}}{d\gamma^{(s)}} = \left(\frac{d\rho^{(s)}}{d\gamma^{(s)}} \right)^+ - \left(\frac{d\rho^{(s)}}{d\gamma^{(s)}} \right)^-, \quad (11)$$

où $\left(\frac{d\rho^{(s)}}{d\gamma^{(s)}} \right)^+$ est le terme de stockage et $\left(\frac{d\rho^{(s)}}{d\gamma^{(s)}} \right)^-$ est le terme d'annihilation.

Dans la suite nous présentons les origines physiques de chacun de ces termes.

1.3.1.1 Taux de stockage de la densité de dislocations

Teodosiu ([24]) propose pour déterminer le taux de stockage des dislocations, des lois obtenues à partir de la relation d'Orowan dans le cas où le taux d'annihilation des dislocations est considéré négligeable et pour un mouvement quasi stationnaire des dislocations. Le taux de stockage des dislocations, dans ce cas, est exprimé par le taux d'immobilisation des dislocations mobiles.

Au cours de la déformation, le mouvement des dislocations mobiles, dont la densité est $\rho_m^{(s)}$, est bloqué par les obstacles. Ces dislocations s'immobilisent après avoir parcouru une distance moyenne $\lambda^{(s)}$ qui dépend de l'interaction entre les dislocations sur les différents systèmes. Son expression s'exprime en fonction d'une matrice d'interaction a^{su} :

$$\lambda^{(s)} = K / \sqrt{\sum_u a^{su} \rho^{(u)}}, \quad (12)$$

où K est le nombre des obstacles franchis avant arrêt.

Le taux d'immobilisation des dislocations mobiles $r_i^{(s)}$ se détermine à partir du temps moyen t_L nécessaire pour que la densité de dislocations immobiles s'accroisse d'une quantité $\rho_m^{(s)}$:

$$r_i^{(s)} = \frac{\rho_m^{(s)}}{t_L}. \quad (13)$$

Ce temps moyen d'immobilisation s'exprime en fonction du libre parcours moyen des dislocations d'un système via la relation de la vitesse de dislocation par : $t_L = \lambda^{(s)} / v^{(s)}$. Ce qui permet d'écrire :

$$r_i^{(s)} = \frac{\rho_m^{(s)} v^{(s)}}{\lambda^{(s)}}. \quad (14)$$

En introduisant la relation d'Orowan (équation (3)) le taux de stockage sur un système (s) prend la forme :

$$r_i^{(s)} = \frac{\dot{\gamma}^{(s)}}{b \lambda^{(s)}}. \quad (15)$$

La densité des dislocations mobiles n'est qu'une faible fraction de la densité totale de dislocations, en conséquence, la densité de dislocations immobiles est souvent confondue avec la densité totale de dislocations : $\rho_i^{(s)} = \rho^{(s)}$. En remplaçant

$\lambda^{(s)}$ par son expression de (12) dans (15), le terme $\left(\frac{d\rho^{(s)}}{d\gamma^{(s)}} \right)^+$ s'écrit alors ([38], [24], [11], [39]) :

$$\left(\frac{d\rho^{(s)}}{d\gamma^{(s)}} \right)^+ = \frac{\sqrt{\sum_u a^{su} \rho^{(u)}}}{b.K}. \quad (16)$$

1.3.1.2 Taux d'annihilation des dislocations

Le mécanisme d'annihilation des dislocations est illustré sur la Figure 5. Nous présentons dans ce paragraphe le calcul du taux d'annihilation proposé par Essman et Mughrabi ([46]). Ce calcul est détaillé dans [11].

Un segment de dislocation mobile de longueur unité se déplaçant sur une distance dx , peut annihiler tout segment immobile de signe opposé contenu dans un volume $V = 1dx2R$, où R est un rayon de capture qui dépend de la température et de

la vitesse de déformation. La probabilité pour que le segment mobile rencontre un segment immobile de signe contraire dans le volume V est $\beta\rho_i^{(s)}V$ où $\beta\rho_i^{(s)}$ est la fraction de la densité de dislocations immobiles susceptible d'être annihilée par un segment de dislocation mobile ($\beta < 1$). Cela conduit à une formulation de la longueur de dislocations immobiles $L_{ia}^{(s)}$, annihilées par unité de longueur de dislocation mobile donnée, par :

$$L_{ia}^{(s)} = 2R\beta\rho_i^{(s)}dx. \quad (17)$$

En exprimant sous forme dérivée, on aura le taux d'annihilation :

$$r_{ia}^{(s)} = 2\rho_m^{(s)}R\beta\rho_i^{(s)}v^{(s)}. \quad (18)$$

L'introduction de la vitesse de glissement dans cette expression se fait via la relation d'Orowan :

$$r_{ia}^{(s)} = \frac{2R\beta}{b} \rho_i^{(s)} \dot{\gamma}^{(s)}. \quad (19)$$

On définit par $y_c = R\beta$ une constante matérielle appelée aussi *distance moyenne d'annihilation* de la densité de dislocations.

Le taux d'annihilation de la densité de dislocations s'écrit finalement :

$$r_{ia}^{(s)} = \frac{2y_c}{b} \rho_i^{(s)} \dot{\gamma}^{(s)}. \quad (20)$$

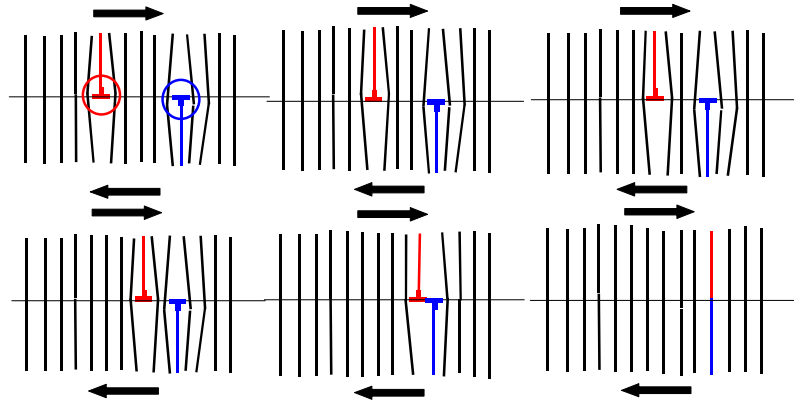


Figure 5 : Mécanisme d'annihilation de deux dislocations de signe opposé lorsqu'elles sont proches l'une de l'autre.

Considérant $\rho_m^{(s)} \ll \rho_i^{(s)}$ et $\rho_i^{(s)} = \rho^{(s)}$, le terme d'annihilation de dislocation sur chaque système de glissement s'écrit alors ([38], [39], [11]) :

$$\left(\frac{d\rho^{(s)}}{d\gamma^{(s)}} \right) = \frac{2y_c}{b} \rho^{(s)}. \quad (21)$$

1.4 Origines de l'écrouissage cinématique

La contrainte $\tau_\mu^{(s)}$ dans l'expression de la loi d'écoulement (relation (4)) est déterminée à partir de la contrainte de tension de ligne de dislocation. Cette

contrainte est indépendante de la direction de la contrainte appliquée, (Figure 6). La loi d'écoulement n'intègre pas l'effet du sens du chargement. La détermination des champs de contraintes s'exerçant sur la ligne de dislocation est donc nécessaire et doit intégrer la contribution d'une contrainte orientée dépendamment du sens de chargement. Cette dernière doit être définie dans un cadre physique cohérent avec celui qui a été utilisé pour définir la description d'évolution de la contrainte $\tau_{\mu}^{(s)}$.

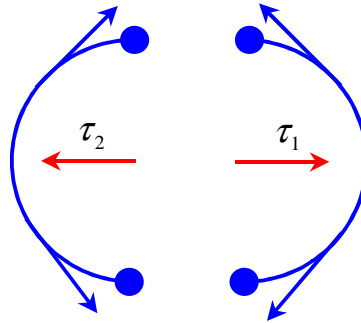


Figure 6 : Contrainte de tension de ligne, identique quelque soit le sens de courbure dans les matériaux CFC.

L'origine physique de l'écrouissage cinématique repose sur l'existence d'hétérogénéités de la déformation plastique présentes à deux échelles : l'échelle du polycristal avec une hétérogénéité de nature intergranulaire, et l'échelle du monocristal avec une hétérogénéité nécessairement intragranulaire.

1.4.1 Hétérogénéité Intergranulaire

La description physique de l'écrouissage cinématique induit par l'hétérogénéité intergranulaire est établie par Ashby ([47]). Cette description est illustrée sur la Figure 7. Prenant en compte que la déformation plastique dans les grains dépend de l'orientation cristallographique de ces grains par rapport à l'axe de chargement, si chaque grain se déforme de manière uniforme sans aucun lien avec les autres grains, une incompatibilité sur la déformation plastique se produit. Des vides et des croisements de matière viendraient rompre la continuité du matériau (Figure 7-b). Afin de restaurer cette continuité géométrique, des dislocations doivent être réintroduites sur les joints des grains (Figure 7-c). Ces dislocations forment une densité dite géométriquement nécessaire puisque leur présence ne se justifie que par des raisons de continuité géométrique. La contrainte interne associée à cette densité présente un écrouissage de nature cinématique « *intergranulaire* ». Le reste de dislocations forment une densité indépendante de la direction de chargement. Cette densité est appelée densité statiquement stockée.

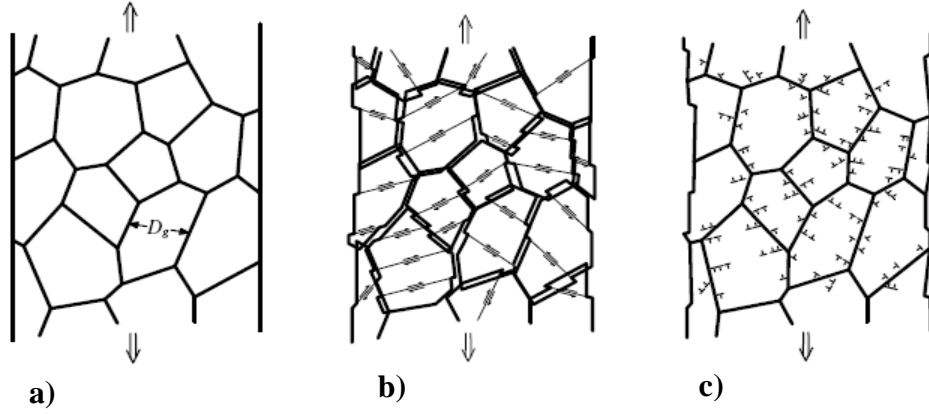


Figure 7 : Incompatibilité de la déformation plastique et les dislocations géométriquement nécessaires [47].

1.4.2 Hétérogénéité Intragranulaire

De façon similaire à celle d'Ashby, Mughrabi *et al* ([48], [49]), Feaugas ([50]), Estrin *et al* ([51]) ont montré qu'une incompatibilité sur la déformation plastique est mise en jeu à l'intérieur du grain en raison de l'hétérogénéité de la distribution de la densité de dislocations. Au cours de la déformation, le stockage de dislocations à l'intérieur du grain n'est pas homogène. On constate dans un cristal déformé la présence de zones à forte densité de dislocations séparées par des zones à faibles densités. Ces dernières sont plus faciles à déformer que les zones à forte densité car le mouvement des dislocations n'est pas (ou peu) entravé. Il en résulte une incompatibilité de la déformation plastique entre zones molles et dures. Pour restaurer la compatibilité du champ de déformation, des dislocations polarisées existent nécessairement à l'interface des deux zones, créant ainsi un champ de contrainte en retour, qualifié d'écrouissage cinématique.

Pour lier la description de l'écrouissage cinématique à l'hétérogénéité intragranulaire, Mughrabi ([48], [49]) considère le cristal comme un matériau composite constitué de parois dures dont la fraction volumique est notée f_w et des canaux (régions molles) ayant une fraction volumique f_c . Pour assurer la compatibilité de déformation entre ces deux phases, des dislocations géométriquement nécessaires sont introduites sur l'interface parois-canaux.

En utilisant la loi des mélanges, la cission appliquée s'écrit en fonction de la contrainte dans les zones dures τ_w et de la contrainte dans les zones molles τ_c par $\tau = f_w \tau_w + f_c \tau_c$.

Les contraintes τ_w et τ_c s'expriment chacune en fonction de la densité de dislocations associées par : $\tau_w = \alpha \mu b \sqrt{\rho_w}$, et $\tau_c = \alpha \mu b \sqrt{\rho_c}$.

Sachant que $f_w + f_c = 1$, la contrainte appliquée sur le cristal prend la forme :

$$\tau = \alpha \mu b \sqrt{\rho_c} + \alpha \mu b f_w (\sqrt{\rho_w} - \sqrt{\rho_c}). \quad (22)$$

Le premier terme de l'équation (22) est interprété comme une contrainte effective alors que le deuxième terme est une contrainte interne (cinématique). Cette dernière est d'autant plus grande que la fraction de parois et la densité de dislocations sont grandes.

L'interprétation de Mughrabi donnée pour la contrainte *cinématique intragranulaire* est similaire à celle proposée par Ashby. C'est la contrainte interne à longue distance induite par des dislocations géométriquement nécessaires pour assurer la compatibilité géométrique de la déformation plastique mais à l'intérieur du grain. Mughrabi exprime cette densité de dislocations géométriquement nécessaires par :

$$\rho_g = \frac{2\alpha}{\Gamma} (\sqrt{\rho_w} - \sqrt{\rho_c}). \quad (23)$$

On constate sur cette relation un lien entre la description de la densité de dislocations et la microstructure à travers un paramètre interne Γ qui caractérise l'hétérogénéité intragranulaire. Cependant, le modèle de Mughrabi ne donne pas des lois d'évolution de ρ_w et ρ_c , ni le lien entre la densité de dislocations géométriquement nécessaires ρ_g et la contrainte cinématique intragranulaire.

1.4.3 Etude analytique du comportement de l'empilement par simulation en dynamique des dislocations discrètes

Dans cette section, nous présentons une description de l'écroûissage cinématique fondée sur l'accumulation temporaire de dislocations sous l'effet du chargement cyclique. En s'appuyant sur des simulations d'évolution dynamique de dislocations discrètes, nous montrons que la contrainte cinématique peut résulter des empilements de dislocations. L'évolution de cette contrainte est liée à l'évolution de la densité de dislocations qui s'agrègent contre les microstructures. Grâce aux lois que nous présentons dans cette partie, nous établissons la description de l'écroûissage cinématique pour le modèle proposé dans ce travail.

1.4.3.1 Description du comportement de l'empilement

L'empilement est défini par une source de Frank - Read qui émet sous l'action d'une cission $\tau^{(s)}$ une série de boucles de dislocations dans le plan de glissement ([52]). Quand les dislocations émises rencontrent un obstacle qui s'oppose à leur passage (joints de grain, phase différente,...), elles s'accumulent contre cet obstacle. En effet, ce mécanisme n'existe que sous l'action de la cission appliquée τ car les dislocations de même plan et de même signe ont tendance à se repousser.

Les dislocations s'empilent généralement sur les joints des grains. Mais il est possible qu'elles s'accumulent aussi contre les parois, zones de forte densité de dislocations. Ces accumulations induisent une concentration de contraintes en tête de l'empilement.

La contrainte interne associée à l'empilement est une contrainte cinématique ([53]). Cela provient du fait que les empilements ont des caractères fortement polarisés. Ils possèdent l'aptitude de pouvoir changer de signe de polarisation par le mécanisme :

Empilement \rightarrow dépilement \rightarrow empilement dans un sens opposé \rightarrow dépilement \mathcal{O} .

Pour transcrire cette idée, une modélisation de comportement d'un empilement simple en DDD a été réalisée par Déprés ([14]). Dans cette simulation, une source unique de Frank-Read est introduite dans une boîte de simulation sans surface libre dans laquelle le glissement dévié a été artificiellement inhibé afin de restreindre le développement de la microstructure dans un seul plan.

Une contrainte cyclique a été appliquée sur l'ensemble, dans le but de visualiser le comportement de l'empilement sous un chargement cyclique. Comme le montre la Figure 8, une fois que la source est activée, l'écroûissage induit par l'empilement est cinématique, parfaitement linéaire. L'empilement se comporte comme un ressort qui emmagasine l'énergie pendant un demi-cycle et qui la restitue dans le demi-cycle suivant et ainsi de suite.

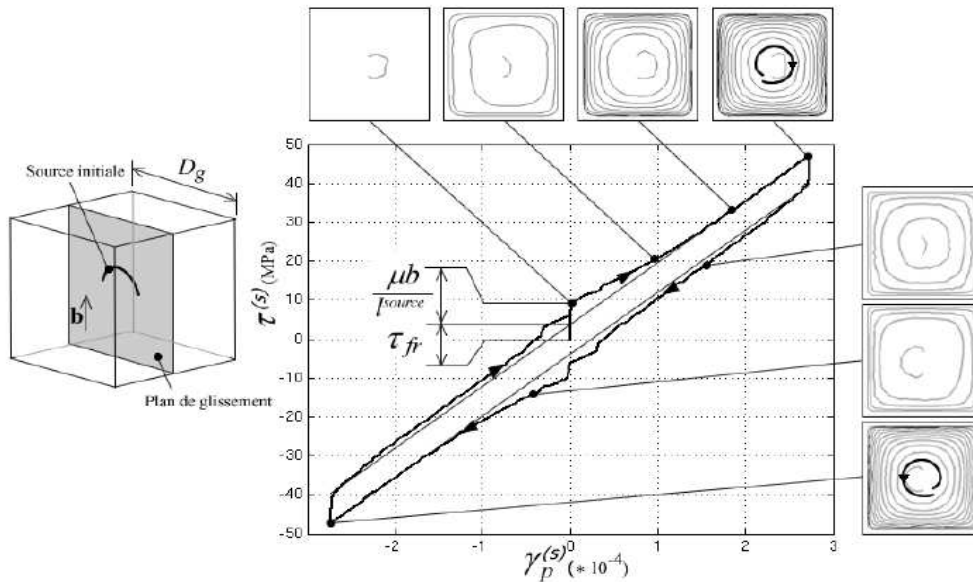


Figure 8 : Simulation en DDD montrant le comportement macroscopique d'un empilement sous un chargement cyclique ([14]).

Bien que cette simulation présente un cas de comportement d'empilement très simple et loin de la réalité, elle met en évidence que la présence de l'empilement dans un grain peut être la source d'une contrainte cinématique intragranulaire.

Comme cela est noté dans le paragraphe précédent, l'accumulation des dislocations sur les obstacles est une des origines physiques des contraintes internes cinématiques (Figure 8). Les paramètres importants sont :

- la densité de dislocations qui s'accumulent,
- la déformation accommodée.

Ces deux paramètres dépendent essentiellement de la contrainte appliquée sur l'empilement. La relation entre chacun d'eux et la contrainte sur l'empilement est définie via une étude analytique fondée sur l'approximation d'une distribution continue de dislocations sur l'empilement ([54]). Nous présentons, dans la suite, les procédés suivis pour déterminer le comportement de l'empilement sur une base tridimensionnelle ([14]), dont des paramètres relatifs à la forme des empilements sont pris en compte.

Le point de départ est l'expression du nombre de dislocations au niveau d'un point situé à une distance z de la source d'empilement en fonction de la contrainte appliquée τ_{app} (Figure 9) ([14]) :

$$n(z) = \frac{2(1-\nu)}{\mu b} \frac{z}{\sqrt{\left(\frac{l}{2}\right)^2 - z^2}} \tau_{app}, \quad (24)$$

où ν est le module de Poisson.

En se fondant sur cette expression, le nombre de dislocations sur l'empilement se détermine par l'intégration de $n(z)$ sur la longueur l entre deux obstacles à l'origine du blocage des dislocations :

$$n^{empilement} = 2 \int_0^{l/2} n(z) dz = \frac{2(1-\nu)}{\mu b} l \tau_{app}. \quad (25)$$

La densité de dislocations s'écrit alors :

$$\rho^{empilement} = \frac{1}{S} \frac{2(1-\nu)}{\mu b} l \tau_{app}, \quad (26)$$

où S est la surface balayée par l'empilement.

Considérant que les dislocations $n(z)dz$ ont balayé la distance z , la déformation accommodée par les dislocations de l'empilement est :

$$\gamma^{empilement} = b^2 \frac{1}{S} \int_0^{l/2} n(z).dz = \frac{1}{S} \frac{\pi}{4} \frac{(1-\nu)}{\mu} l^2 \tau_{app}. \quad (27)$$

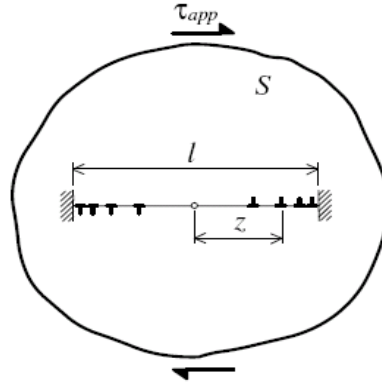
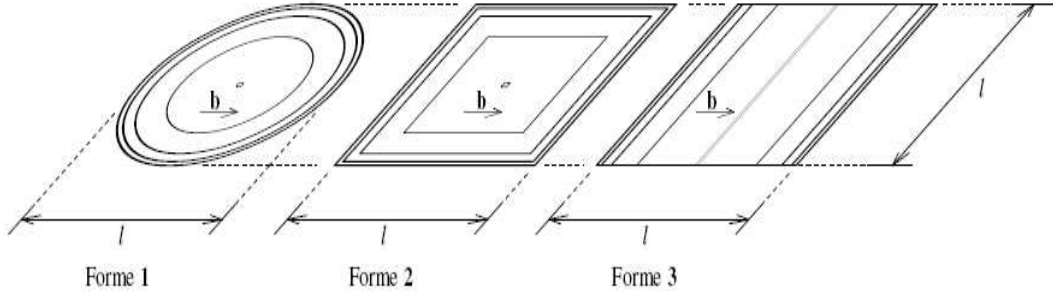


Figure 9 : Double empilement des dislocations coins, modèle unidimensionnel.

Pour donner les expressions relatives dans une base tridimensionnelle, on remplace dans les expressions (25),(26) et (27), la longueur l par la longueur de la boucle $\zeta(z)$ et l'aire balayée S par $A(z)$ (Figure 10), où $\zeta(z)$ et $A(z)$ dépendent de la forme de l'empilement.



Forme n°	$\zeta(x)$	$A(x)$	k_1	k_2	$\frac{k_2}{k_1}$
1	$2\pi z$	πz^2	$\frac{\pi}{6} = 0.52$	$\frac{\pi^2}{4}$	$\frac{3\pi}{2}$
2	$8z$	$4z^2$	$\frac{2}{3} = 0.66$	π	$\frac{3\pi}{2}$
3	l	lz	$\frac{\pi}{4} = 0.78$	2	$\frac{8}{\pi}$

Figure 10 : Différentes formes d'empilement et les paramètres relatifs ([14]).

On obtient finalement les expressions suivantes :

$$\rho^{\text{empilement}} = K_2 \frac{(1-\nu)}{\mu b V} l^2 \tau_{\text{app}}, \quad (28)$$

$$\gamma^{\text{empilement}} = K_1 \frac{(1-\nu)}{\mu V} l^3 \tau_{\text{app}}, \quad (29)$$

$$\rho^{\text{empilement}} = \frac{K_1}{K_2} \frac{1}{bl} \gamma^{\text{empilement}}, \quad (30)$$

où K_1 et K_2 sont des paramètres qui dépendent de la forme d'empilement et V est le volume d'homogénéisation ([14]).

La contrainte τ_{app} est à ce stade la contrainte à appliquer sur l'empilement pour le maintenir en équilibre. Elle est équilibrée par la contrainte retour de l'empilement qui est purement cinématique. L'équation (28) donne donc la relation entre la contrainte de l'empilement de type cinématique et la densité de dislocations de celui-ci :

$$\tau_{\text{cin}} = \frac{\mu b V}{K_2 l^2 (1-\nu)} \rho^{\text{empilement}}, \quad (31)$$

Une modélisation en DDD a été réalisée pour valider les relations analytiques (28), (29) et (30) décrivant le comportement de l'empilement (cf Figure 8). Les résultats de cette comparaison sont illustrés sur la Figure 11. Le modèle DDD, comme le montre la Figure 11, suit le modèle analytique. L'écart entre les résultats analytiques et les résultats du modèle DDD qui apparaît sur la courbe $\tau(\gamma)$ à faible déformation est interprété par l'absence de la contrainte d'Orowan $\frac{\mu b}{l}$ nécessaire pour l'activation de la source de Frank-Read et de la contrainte de friction de réseau.

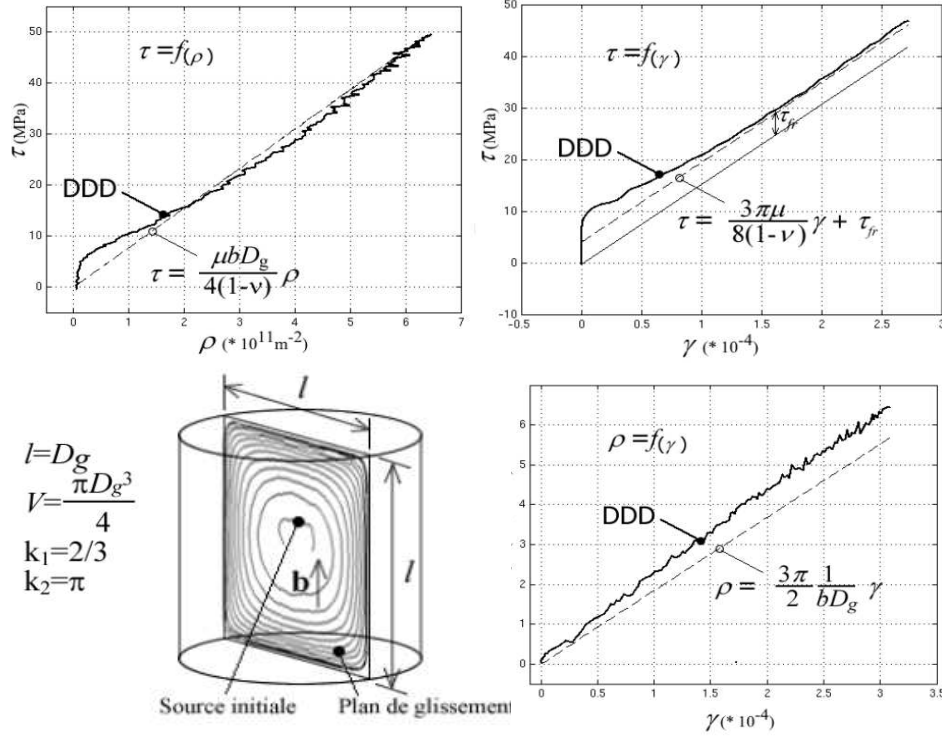


Figure 11 : Validation du modèle analytique du comportement d'empilement ([14]).

1.4.3.2 Description de la densité de dislocations sous un chargement cyclique

Le modèle précédent (cf Figure 11) décrit un écrouissage cinématique de type intergranulaire. A l'intérieur du grain, un écrouissage de même type peut se produire. Dans ce cas, les dislocations s'agrègent contre les obstacles constitués par la microstructure. On suppose alors qu'il y a une interaction possible entre les obstacles et les dislocations qui arrivent à proximité sous l'effet de la contrainte en tête de l'empilement. Lorsque celle-ci est supérieure à la force de la résistance de l'obstacle, ce dernier peut être pénétré de façon irréversible par les dislocations de l'empilement. On suppose ici une distribution homogène de la microstructure conduisant à des obstacles qui ont la même résistance.

Ce paragraphe a pour objectif donc d'illustrer l'évolution de la densité de dislocations lors d'un chargement cyclique conduisant à un écrouissage d'origine intragranulaire. Nous présentons une analyse, réalisée par une simulation en DDD ([14]), de l'évolution de la densité de dislocations sous un chargement cyclique et dans une situation de glissement simple.

Comme le montre la Figure 12, la densité totale de dislocations sur un système de glissement se décompose en deux densités :

$$\rho = \rho_{ds} + \rho_{ts}, \quad (32)$$

où :

- la première densité ρ_{ds} est décrite par une fonction continue, monotone et strictement croissante qui présente l'augmentation progressive de la densité de dislocations stockées irréversiblement dans le cristal. Un écrouissage isotrope est donc associé à cette densité,
- la seconde densité ρ_{ts} est une densité de dislocation variant de façon cyclique. Son évolution est décrite par une fonction périodique qui change de

signe chaque demi-cycle. L'écroissage associé à l'évolution de cette densité est donc de nature cinématique.

Une représentation similaire de la microstructure a été proposée par Gaudin et Feaugas ([55], [56]) lors de l'étude du rochet cyclique et a été validée par une étude expérimentale dans le cas d'un acier inoxydable 316L.

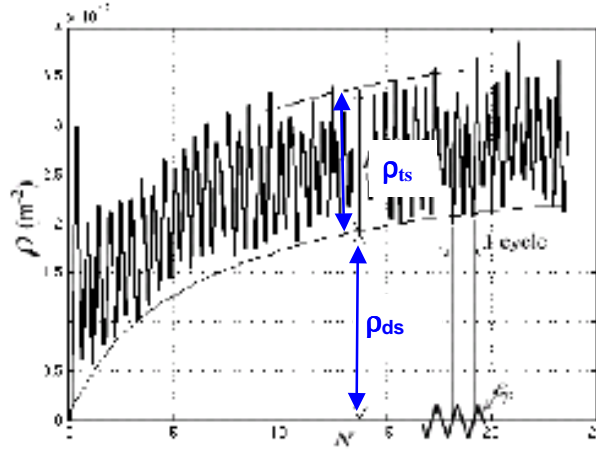


Figure 12 : Evolution de la densité de dislocation totale sur un système de glissement ([14]).

Les dislocations dites réversibles sont les dislocations qui s'agrègent sur les parois des murs de la microstructure. Leur densité se calcule en partant du principe d'équilibre entre l'empilement et l'obstacle.

Comme le montre la Figure 13, sous l'effet d'un chargement cyclique, une partie des dislocations empilées sur les parois pendant une phase du chargement, se dépile pour former de nouveaux empilements sur la paroi opposée quand on change la direction de chargement. Le reste des dislocations de l'empilement est piégé dans la paroi et devient de ce fait définitivement stocké.

Le taux de transfert d'une catégorie de dislocations à l'autre (de l'état de dislocations réversiblement stockées à l'état de dislocations définitivement stockées) s'évalue en considérant l'équilibre entre la force en tête d'empilement et la résistance de l'obstacle.

L'empilement exerce sur la paroi une force $\Phi_{e \rightarrow p}$ qui est proportionnelle au nombre de dislocations (n^{emp}) et à la contrainte générée par l'empilement [52].

$$\Phi_{e \rightarrow p} = n^{emp} \tau_{cin} \quad (33)$$

Concernant le nombre de dislocations sur l'empilement, il est déterminé à partir du taux de production de dislocations $r_p^{(s)}$:

$$n^{emp} = \int |r_p^{(s)}| \lambda^{(s)^2} dt. \quad (34)$$

La force par unité de longueur, exercée par l'empilement sur la paroi s'écrit alors :

$$\Phi_{e \rightarrow p} = \left(\int |r_p^{(s)}| \lambda^{(s)^2} dt \right) \tau_{cin}^{(s)} b. \quad (35)$$

En faisant l'hypothèse² que $n^{emp} \dot{\tau}_{cin}^{(s)} \ll \dot{n}^{emp} \tau_{cin}^{(s)}$ ([14]), on écrit la relation (35) sous forme dérivée :

$$\dot{\Phi}_{e \rightarrow p} = \left| r_p^{(s)} \right| \lambda^{(s)^2} \tau_{cin}^{(s)} b. \quad (36)$$

Supposant que chaque paroi est constituée des dislocations statiquement stockées, elle peut être remplacée par un dipôle de deux super dislocations, de vecteur de Burgers B donné par (Figure 13) :

$$B = \frac{1}{2} \rho_{ds}^{(s)} \lambda^{(s)^2} b, \quad (37)$$

où $\rho_{ds}^{(s)}$ est la densité de dislocations statiquement stockées, $\lambda^{(s)}$ est la distance parcourue par les dislocations sur l'empilement.

Le dipôle fournit une résistance à la force en tête de l'empilement qui est la force d'instabilité d'un dipôle :

$$\Phi_{p \rightarrow e} = \frac{\mu B}{8\pi(1-\nu)h_d} b. \quad (38)$$

En remplaçant B par son expression dans (37), on obtient :

$$\Phi_{p \rightarrow e} = \frac{\mu b^2}{16\pi(1-\nu)h_d} \rho_{ds}^{(s)} \lambda^{(s)^2}. \quad (39)$$

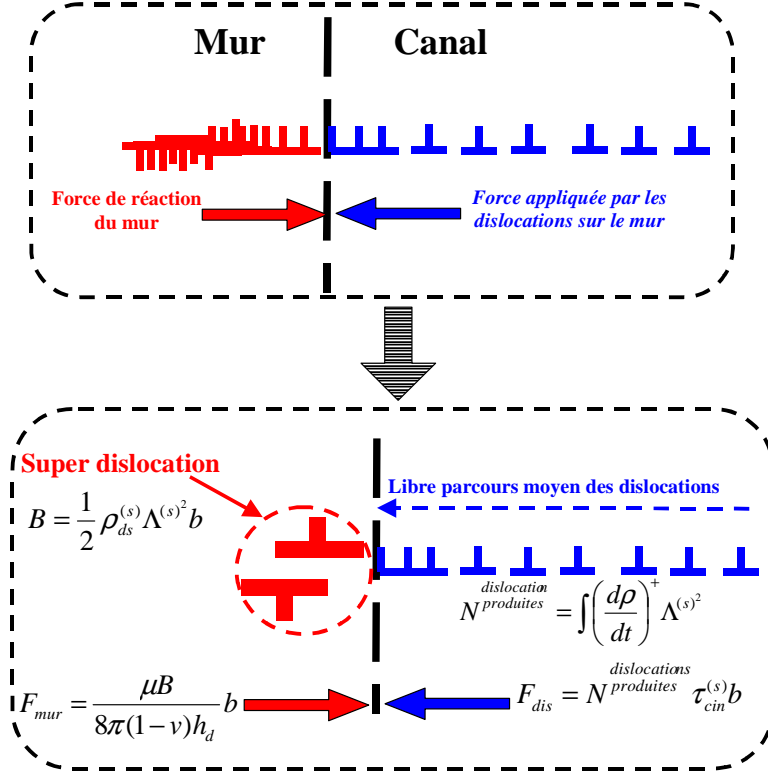


Figure 13 : Equation d'équilibre entre l'empilement et l'obstacle ([14]).

² Cette hypothèse est validée en DDD par l'auteur du modèle [14].

Quelle que soit la force $\Phi_{p \rightarrow e}$, on suppose que l'incrément de la force $d\Phi_{p \rightarrow e}$ déstabilise localement la microstructure ([57]). Cela signifie que la microstructure se réorganise en permanence, en augmentant sa limite d'instabilité par la variation du nombre de dislocations stockées :

$$\dot{\Phi}_{p \rightarrow e} = \frac{\mu b^2}{16\pi(1-\nu)h_d} \dot{\rho}_{ds}^{(s)} \lambda^{(s)^2}. \quad (40)$$

En évaluant l'égalité $\dot{\Phi}_{e \rightarrow p} = \dot{\Phi}_{p \rightarrow e}$, l'expression de la densité de dislocations statiquement stockées est définie comme suit :

$$\dot{\rho}_{ds}^{(s)} = 16\pi(1-\nu)h_d \frac{\tau_{cin}^{(s)}}{\mu b} \left| r_p^{(s)} \right|. \quad (41)$$

Comme noté dans le paragraphe (1.4.3.2), la densité totale sur un système de glissement s'exprime par la somme de deux densités (équation (32)). En remplaçant la première par la densité de dislocations statiquement stockées, la densité de dislocations réversible s'écrit :

$$\dot{\rho}_{ts}^{(s)} = \dot{\rho}^{(s)} - \dot{\rho}_{ds}^{(s)}, \quad (42)$$

où $\rho^{(s)}$ est la densité de dislocation totale sur un système de glissement.

Cette analyse fournit les principes fondamentaux qui définissent les propriétés de l'écrouissage cinématique. Pour un système de glissement, il est produit par les dislocations de ce système qui s'agrègent sur des obstacles ici considérés avec une résistance uniforme. L'obstacle composé de dislocations de ce système forme un super dipôle qui peut être déstabilisé sous l'action de l'obstacle lorsque la contrainte devient trop grande. On retient que l'écrouissage cinématique contribue essentiellement à l'auto écrouissage. Le mécanisme de stockage se fait selon le processus générateur de dislocations qui se distribue après une accumulation contre les obstacles entre dislocations définitivement stockées et dislocations temporairement stockées.

1.5 Conclusions

Dans ce premier chapitre, nous avons introduit les notions relatives au sujet abordé et les choix que nous avons faits afin de réaliser une modélisation physique du comportement des matériaux sous un chargement complexe.

Il ressort qu'à l'échelle du monocristal, peu de modèles possèdent une description physique de l'écrouissage cinématique. De plus, les lois décrites par ces modèles restent assez complexes à intégrer dans une modélisation macroscopique étant donné le nombre de paramètres à gérer.

Nous avons cherché des lois qui sont à la fois physiques et facilement intégrables dans un code de simulation macroscopique par élément finis.

L'écrouissage isotrope est décrit en reprenant des équations élémentaires déjà utilisées par ailleurs pour établir un modèle de comportement bien adapté pour le chargement monotone.

La description retenue pour l'écrouissage cinématique se fonde sur l'hétérogénéité de la distribution de la densité des dislocations sur le système considéré. Les autres systèmes ne jouent aucun rôle direct dans l'écrouissage cinématique. Cette hétérogénéité conduit à une hétérogénéité de stockage des dislocations, ce qui permet de distinguer deux densités de dislocations par système : une densité définitivement stockée et une densité « récupérable » de dislocations qui est temporairement stockée. La première densité est à l'origine physique d'un écrouissage de nature isotrope alors que la deuxième densité induit un écrouissage de nature cinématique. L'utilisation de ces deux densités permet d'évoluer l'écrouissage isotrope et cinématique au cours de la déformation cyclique.

A l'aide de simulations d'évolution dynamique de population discrète des dislocations [14], les lois permettant d'évaluer les contraintes *cinématiques* sont définies en fonction de ces densités à partir de la description du comportement des empilements. Ces lois donnent l'évolution de l'écrouissage cinématique sur un seul système de glissement. Elles mettent en évidence l'interaction entre les variables associées à l'écrouissage isotrope et cinématique.

A partir de la description de l'écrouissage présentée ci-dessus, nous établissons dans le chapitre II les lois d'écrouissage pour le modèle de comportement du monocristal choisi dans ce travail. Deux densités de dislocations *temporairement* et *définitivement* stockées sont utilisées. Les évolutions de ces densités sont décrites dans le cadre de la description de l'hétérogénéité du stockage des dislocations sous chargements cycliques. Les lois proposées pour l'évolution de ces densités définissent l'écrouissage sur chaque système de glissement, en fonction de l'évolution des variables d'écrouissage sur les autres systèmes.

Le comportement global du métal polycristallin se détermine ensuite en réalisant une transition d'échelle des monocristaux à l'échelle du polycristal qui les contient. Afin d'introduire l'effet de la géométrie des grains, nous avons choisi la méthode des éléments finis pour assurer cette transition, en supposant la continuité en déplacement aux joints de grains. L'intégration numérique du modèle du monocristal dans un code macroscopique de calcul par éléments finis est proposée dans le chapitre IV.

CHAPITRE II : Modélisation physique du comportement du monocristal - prise en compte de l'écrouissage cinématique

2.1 Introduction

L'étape clé dans ce chapitre est l'utilisation, à l'échelle du monocristal, des relations définies à l'échelle des dislocations afin de modéliser l'écrouissage. L'objectif est de prédire le comportement du métal sous différents types de chargements en incluant le chargement cyclique. La loi d'écoulement est établie en respectant le cadre de l'activation thermique. Les lois d'écrouissage isotrope et cinématique sont définies en traduisant en équations descriptives les comportements des dislocations au cours des déformations monotones et cycliques. Les densités moyennes de dislocations de chaque système de glissement sont les variables internes de cette modélisation.

Après l'introduction, la première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation du modèle monocristallin retenu pour cette étude. Nous exposons dans cette partie les mécanismes physiques essentiels que nous considérons être à l'origine de l'écrouissage isotrope et cinématique ainsi que les lois adoptées pour la description de l'écoulement et de l'écrouissage sur chaque système de glissement.

La deuxième partie a pour objectif d'identifier les paramètres du modèle. Les lois de comportement proposées utilisent un certain nombre de paramètres intrinsèques dont leur effet sur l'évolution du comportement du monocristal sera présenté.

La troisième partie concerne la validation qualitative du modèle dans le cas d'un monocristal d'aluminium 99,50 soumis à différents types de chargement. Les objectifs de cette partie sont :

- de modéliser l'essai de cisaillement cyclique,
- d'utiliser le modèle dans le cas de l'essai de traction monotone en grande déformation,
- de vérifier que le modèle décrit fidèlement le comportement du monocristal dans le cas d'un chargement monotone,
- de vérifier le potentiel du modèle sur un chargement cyclique dans le cas de l'essai de traction-compression.

2.2 Présentation du modèle du monocristal

Les lois d'écoulement et d'écrouissage (isotrope et cinématique) sur chaque système de glissement dérivent des mécanismes liés aux mouvements de dislocations. Dans cette partie, nous présentons l'évolution de ces mécanismes lors de chargements cycliques. Les lois dérivées de cette description sont utilisées pour la description de l'écoulement plastique et de l'écrouissage.

2.2.1 Loi d'écoulement

L'établissement de la loi d'écoulement se fait dans le cadre proposé par Teodosiu ([24], [25]) relativement au caractère thermiquement activé du mouvement de dislocations. La vitesse de glissement des dislocations s'écrit en fonction de la contrainte appliquée :

$$\dot{\gamma}^{(s)} = \dot{\gamma}_0 \left(\left| \frac{\tau^{(s)} - \tau_{cin}^{(s)}}{\tau_{\mu}^{(s)}} \right| \right)^{\frac{1}{m}} \text{sign}(\tau^{(s)} - \tau_{cin}^{(s)}). \quad (43)$$

Dans cette équation, $\tau_{\mu}^{(s)}$ et $\tau_{cin}^{(s)}$ représentent respectivement la cission isotrope et la cission cinématique pour le système de glissement (s). L'écrouissage isotrope et l'écrouissage cinématique sont relatifs aux évolutions de ces cissions qui seront présentées dans le paragraphe suivant.

Les paramètres $\dot{\gamma}_0$ et m ont les mêmes représentations physiques que celles définies dans les équations (5) et (6).

2.2.2 Construction des lois d'écrouissage

La loi d'écoulement donne le lien entre la vitesse de glissement d'une part et les cissions appliquée, cinématique et isotrope d'autre part. Pour déterminer l'écrouissage lié aux évolutions des cissions isotrope et cinématique, des lois descriptives de ces cissions sont nécessaires.

Nous considérons dans ce travail une description de l'écrouissage cinématique fondée sur l'hétérogénéité de la microstructure qui induit une hétérogénéité du stockage de dislocations sur le système de glissement lors d'un chargement cyclique. Deux densités de dislocations par système sont utilisées pour exprimer cette hétérogénéité du stockage. Les évolutions de ces densités lors de la déformation produisent un durcissement de nature isotrope et cinématique.

Dans cette partie, nous présentons les mécanismes que nous retenons comme étant à l'origine de l'écrouissage cinématique. Les fondements physiques retenus comme étant à l'origine de l'écrouissage isotrope sont tels ceux présentés dans le chapitre I. Ensuite, nous définissons les lois décrivant les évolutions des variables d'écrouissage.

2.2.2.1 Fondements physiques du durcissement cinématique

La plupart des dislocations mises en jeu dans la déformation plastique ne sortent pas du cristal et n'atteignent pas les joints du grain. Celles-ci sont alors soit stockées dans le cristal, soit annihilées lors de la combinaison avec d'autres dislocations de signe opposé. Cependant, le stockage de dislocations dans le grain n'est pas homogène, certaines zones du cristal présentent une forte densité de dislocations (parois) par rapport aux autres zones de faibles densités (canaux). Cette hétérogénéité implique un mécanisme de stockage tel que celui présenté sur la Figure 14 ([58], [14]) :

- a) Les dislocations se déplacent facilement dans les canaux par rapport aux parois. Ces derniers forment des obstacles forts aux mouvements des dislocations. Cela conduit à l'agrégation de dislocations mobiles au niveau des parois.
- b) Sous l'effet de la contrainte appliquée, une partie des dislocations qui arrivent contre les parois sont intégrées dans celle-ci. Une faible partie de ces dislocations peut néanmoins s'extraire des parois et se déplacer dans les canaux lorsque la direction de chargement est inversée.

- c) Sous l'effet de la contrainte appliquée dans la direction opposée, les dislocations se stockent sur la paroi opposée. Les mêmes effets se produisent : stockage dans la paroi d'une partie des dislocations alors qu'une partie peut s'extraire de la paroi si on change une nouvelle fois le sens de chargement.

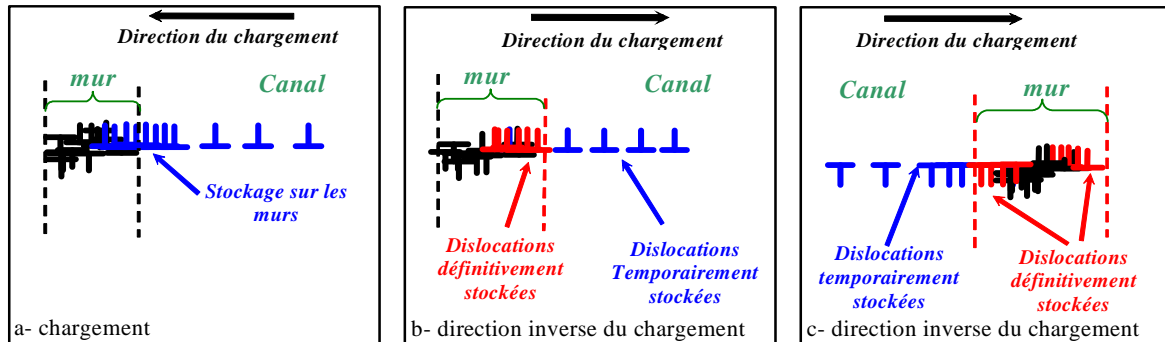


Figure 14 : Schématisation du mécanisme de stockage des dislocations lors d'un chargement alterné.

Pour les dislocations temporairement stockées contre les obstacles, l'effet du stockage dépend de la direction de chargement. Ces dislocations sont considérées soit comme des freins au mouvement des dislocations mobiles du fait du champ de contraintes généré (quand elles sont temporairement stockées contre les parois), soit comme des dislocations qui produisent une déformation en bénéficiant de l'effet de répulsion (quand elles quittent les parois pour se déplacer dans les canaux). Un effet de type cinématique est donc associé à l'évolution de la densité de ces dislocations.

Le stockage définitif de dislocations dans les murs s'effectue sous l'effet de la force qui pousse les dislocations dans les parois et la réaction des parois. La force limite qu'il faut vaincre pour que les dislocations soient absorbées irréversiblement par le mur est indépendante de la direction de chargement.

Les dislocations définitivement stockées dans les murs représente un dipôle constitué de deux super dislocations (Figure 13) séparé par une distance h_d (hauteur de dipôle). L'opposition de ce dipôle à la pénétration des dislocations dans les parois dépend de la densité de dislocations qui le constitue et la hauteur du dipôle (Chapitre I). Le stockage définitif est à l'origine de l'écrouissage isotrope tandis que l'accumulation temporaire de dislocations est à l'origine d'un écrouissage de nature cinématique.

2.2.2.2 Transcription analytique des concepts physiques

Pour traduire les propriétés ci-dessus dans les lois de comportement et notamment dans les relations descriptives de l'écrouissage qu'il soit de nature isotrope ou cinématique, il est nécessaire de décomposer la densité de dislocations sur chaque système de glissement en deux densités représentatives du stockage définitif (effet d'écrouissage isotrope) et du stockage temporaire (effet d'écrouissage cinématique) :

$$\rho^{(s)} = \rho_{ds}^{(s)} + |\rho_{ts}^{(s)}| \quad (44)$$

où $\rho_{ts}^{(s)}$ et $\rho_{ds}^{(s)}$ désignent respectivement les densités de dislocations temporairement et définitivement stockées.

Dans cette partie, nous présentons la transcription sous forme d'équations des concepts proposés dans le paragraphe précédent (cf 2.2.2.1). On donne tout d'abord les descriptions des cissions isotrope et cinématique en fonction des densités de dislocations. Ensuite les lois d'évolution de chaque densité sont décrites.

Cission isotrope

Le mécanisme retenu est un mécanisme de durcissement contrôlé (cf. chapitre I) par les dislocations forêts pour l'écrouissage latent et par la création de dipôles pour l'auto-écrouissage. La limite d'activation d'un système de glissement est donc écrite en fonction de la densité moyenne de dislocations du système comme ([34], [35]) :

$$\tau_{\mu}^{(s)} = \mu b \sqrt{\sum_{u=1}^{12} \alpha^{(su)} \rho^{(u)}}, \quad s = 1 \dots 12, \quad (45)$$

où $\alpha^{(su)}$ est la matrice de l'écrouissage et $\rho^{(s)} = \rho_{ds}^{(s)} + |\rho_{ts}^{(s)}|$.

Cission cinématique

La cission cinématique contribue essentiellement à l'autoécrouissage du système. Cet effet est complémentaire de l'autoécrouissage de nature isotrope. Sous l'effet de répulsion de dislocations accumulées lors du changement de trajet, des dislocations temporairement stockées sur le système actif se déplacent en diminuant leur densité dans les agrégats. Ceci diminue par conséquent la limite d'activation des systèmes de glissement.

La cission cinématique dépend principalement de la densité des dislocations accumulées sur les parois (temporairement stockées $\rho_{ts}^{(s)}$). Elle s'exprime par ([14]) :

$$\tau_{cin}^{(s)} = \frac{\mu b}{4(1-\nu)} \lambda^{(s)} \rho_{ts}^{(s)}, \quad (46)$$

où $\lambda^{(s)}$ est le libre parcours moyen de dislocations.

Les cissions isotropes et cinématiques sont des fonctions d'évolutions des densités de dislocations temporairement et définitivement stockées. Ces dernières sont précisées dans le paragraphe suivant.

Evolutions des densités des dislocations

La densité de dislocations temporairement stockées est une densité à laquelle on affecte un signe pour traduire sa dépendance avec la direction de chargement. On associe au taux de production de cette densité un signe identique à la direction du glissement de dislocations arbitrairement positif lorsqu'il coïncide avec la direction du premier chargement. Comme le montre la Figure 15, on distingue les configurations suivantes à partir d'un sens initial de chargement arbitrairement positif :

a) $\Delta\rho_{ts} > 0$, les dislocations du système actif s'accumulent sur les parois.

Leur densité calculée par : $\rho_{ts}^{t+\Delta t} = \rho_{ts}^t + \Delta\rho_{ts}$ augmente. La contrainte cinématique associée (relation (46)) augmente la limite d'activation de système de glissement.

b) $\Delta\rho_{ts} < 0$, quand on change la direction du chargement, les dislocations quittent les parois et sont en mouvement. La densité de dislocation accumulée sur les parois diminue. La contrainte cinématique diminue la limite d'activation de mouvement de dislocations.

c) $\Delta\rho_{ts} < 0$, la densité de dislocations temporairement stockées passe par 0. Un nouveau stockage sur la paroi opposée débute avec des dislocations de signe opposé à celui du premier chargement. La valeur absolue de la densité de dislocations croît à nouveau.

d) $\Delta\rho_{ts} > 0$, on change une nouvelle fois de sens de chargement, la valeur absolue de la densité de dislocations temporairement stockées diminue en raison de la mobilisation dans l'autre sens des dislocations jusqu'à un nouveau stockage sur les parois opposées. Ce mécanisme se répète donc à chaque cycle.

En résumé, la densité de dislocations temporairement stockées change de signe une fois par cycle. Le signe, lorsqu'il est identique à la direction de glissement de dislocations, indique le stockage de dislocations sur les parois alors qu'un signe, opposé à la direction de glissement, indique leur mobilisation dans les canaux.

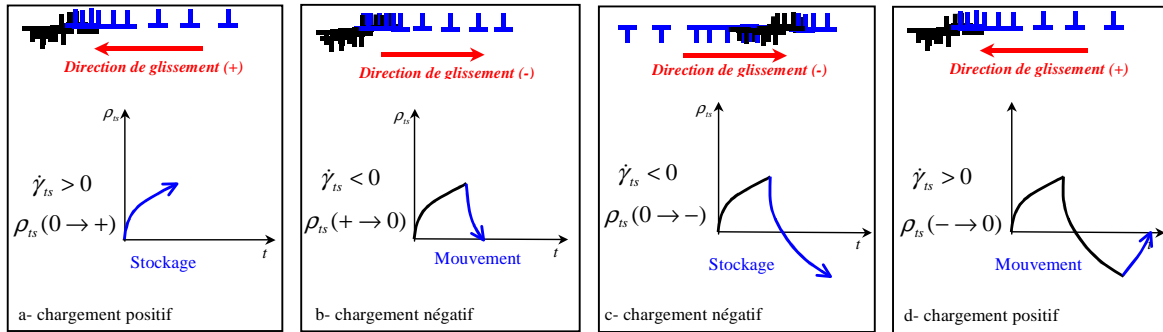


Figure 15 : Signe de la densité de dislocations temporairement stockées.

Nous supposons que l'évolution de chaque densité de dislocations, temporairement et définitivement stockées, est réglée par la compétition entre le mécanisme de production et le mécanisme d'annihilation. Cela est proposé par Mecking et Lücke ([36]) :

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{ds}^{(s)} &= (\dot{\rho}_{ds}^{(s)})^+ - (\dot{\rho}_{ds}^{(s)})^-, \\ \dot{\rho}_{ts}^{(s)} &= (\dot{\rho}_{ts}^{(s)})^+ - (\dot{\rho}_{ts}^{(s)})^-, \end{aligned} \tag{47}$$

où $(\dot{\rho}_{ds}^{(s)})^+$ et $(\dot{\rho}_{ts}^{(s)})^+$ désignent respectivement le taux de production de la densité des dislocations définitivement stockées et le taux de production de la densité des dislocations temporairement stockées et $(\dot{\rho}_{ds}^{(s)})^-$ et $(\dot{\rho}_{ts}^{(s)})^-$ sont les taux d'annihilation correspondants. Dans ce paragraphe, nous donnons les lois de production inhérentes à chaque densité.

Taux de production des densités de dislocations

Tout d'abord, nous définissons un taux moyen d'immobilisation des dislocations mobiles sur un système de glissement à partir du libre parcours moyen des dislocations (relation (15)) :

$$(\dot{\rho}^{(s)})^+ = \left(\frac{1}{b\lambda^{(s)}} \right) \dot{\gamma}^{(s)}. \quad (48)$$

On rappelle que l'accumulation des dislocations diminue le libre parcours moyen des dislocations mobiles. Ce dernier est proportionnel à la distance moyenne entre les obstacles [39] : $\lambda^{(s)} = K / \sqrt{\rho}$ où K est le nombre d'obstacles franchis par la dislocation avant arrêt.

L'hétérogénéité de la distribution des dislocations se traduit par une distance moyenne entre les dislocations dans les parois qui est plus faible que la distance moyenne entre les dislocations dans les canaux (Figure 16). L'effet de cette distribution sur la distance moyenne parcourue par les dislocations mobiles est intégrée si on détermine cette dernière en effectuant la somme harmonique des distances géométriques entre les obstacles [59]. Le libre parcours moyen des dislocations mobiles s'écrit donc :

$$\frac{1}{\lambda^{(s)}} = \frac{1}{\lambda_{mur}^{(s)}} + \frac{1}{\lambda_{can}^{(s)}}. \quad (49)$$

Les murs sont en effet formés par des dislocations définitivement stockées. La distance moyenne entre ces dislocations est approximativement égale à $1/\sqrt{\rho_{ds}}$. Le libre parcours moyen dans les murs est donc :

$$\lambda_{mur}^{(s)} = \frac{K_{mur}}{\sqrt{\sum_u a^{(su)} \rho_{ds}^{(u)}}}, \quad (50)$$

où K_{mur} est le nombre des dislocations définitivement stockées franchies par la dislocation mobile avant son arrêt. Les effets de dislocations stockées sur les autres systèmes de glissement sur le libre parcours moyen de dislocations est introduit via la matrice d'interaction de type Franciosi $a^{(su)}$.

Les dislocations dans les canaux sont considérées comme des dislocations temporairement stockées. Ainsi, le libre parcours moyen des dislocations dans les canaux s'exprime par :

$$\lambda_{can}^{(s)} = \frac{K_{can}}{\sqrt{\sum_u a^{(su)} \rho_{ts}^{(u)}}}, \quad (51)$$

où K_{can} est le nombre de dislocations temporairement stockées franchies par la dislocation mobile avant son arrêt.

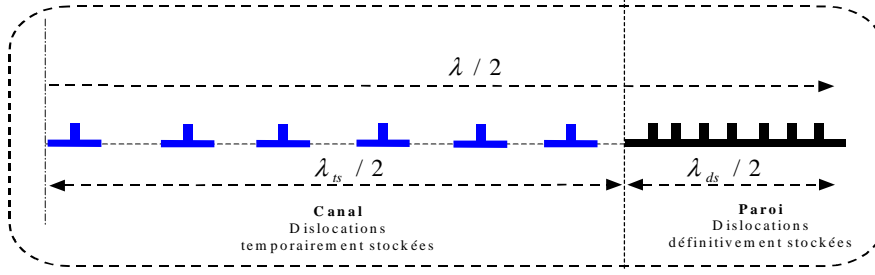


Figure 16 : Différence entre la distance entre les obstacles dans le canal et la distance entre les obstacles dans le mur.

Par substitution, le taux moyen d'immobilisation de dislocations sur un système de glissement devient :

$$\left(\dot{\rho}^{(s)}\right)^+ = \left(\frac{\sqrt{\sum_u a^{(su)} \rho_{ds}^{(u)}}}{bK_{mur}} + \frac{\sqrt{\sum_u a^{(su)} \rho_{ts}^{(u)}}}{bK_{can}} \right) \dot{\gamma}^{(s)}. \quad (52)$$

Celui-ci englobe les deux types d'immobilisation : définitive et temporaire. Chacun d'eux présente une fraction définie du taux moyen :

$$\left(\dot{\rho}^{(s)}\right)^+ = \left(\dot{\rho}_{ds}^{(s)}\right)^+ + \left(\dot{\rho}_{ts}^{(s)}\right)^+. \quad (53)$$

Les parois qui sont plus dures à déformer, présentent une résistance aux déplacements des dislocations plus importante que les canaux. Les dislocations des parois sont plus difficiles à franchir par les dislocations mobiles que les dislocations de canaux. Cela est transcrit en prenant un nombre d'obstacles franchis par les dislocations mobiles dans les canaux supérieur à celui dans les parois : $K_{mur} < K_{can}$. Ce qui peut être exprimé par $K_{mur} = \beta K_{can}$, où β est une constante arbitraire < 1 présente la dureté des parois par rapport aux canaux.

a) Taux de stockage des dislocations définitivement stockées

Lorsque les forces appliquées sur les dislocations de l'interface paroi-canal sont en équilibre, une partie de ces dernières est définitivement stockée dans les parois. Pour déterminer le taux de stockage définitif des dislocations, nous reprenons l'étude d'équilibre effectuée par le modèle de DDD ([14]) présenté dans le chapitre I (cf 1.4.3).

Les dislocations de l'interface paroi-canal sont soumises d'une part à une force induite par le champ de contrainte cinématique associé aux dislocations temporairement stockées, d'autre part à la réaction de la paroi assimilée à un dipôle.

L'expression de la force par unité de longueur appliquée par les dislocations temporairement stockées sur la paroi est donnée par (cf relation (35))³ :

$$\Phi_{\rho_{ts}} = \left(\int (\dot{\rho}_i^{(s)})^+ \lambda^{(s)^2} dt \right) \tau_{cin}^{(s)} b. \quad (54)$$

Les dislocations définitivement stockées qui forment la paroi produisent une force de réaction exprimée comme la force d'instabilité d'un dipôle dont l'expression par unité de longueur est :

$$\Phi_{\rho_{ds}} = \frac{\mu b^2}{16\pi(1-\nu)h_d} \rho_{ds}^{(s)} \lambda^{(s)^2} \quad (55)$$

Lorsque ces deux forces $\Phi_{\rho_{ts}}$ et $\Phi_{\rho_{ds}}$ sont égales, les dislocations de l'interface paroi-canal sont définitivement stockées.

En dérivant l'égalité $\Phi_{\rho_{ts}} = \Phi_{\rho_{ds}}$, on obtient le taux d'immobilisation des dislocations définitivement stockées :

$$(\dot{\rho}_{ds}^{(s)})^+ = 16\pi(1-\nu)h_d \frac{|\tau_{cin}^{(s)}|}{\mu b} \left(\frac{\sqrt{\sum_u a_{mur}^{(su)} \rho_{ds}^{(u)}}}{bK_{mur}} + \frac{\sqrt{\sum_u a_{can}^{(su)} \rho_{ts}^{(u)}}}{bK_{can}} \right) |\dot{\gamma}^{(s)}|, \quad (56)$$

où les valeurs absolues de $\tau_{cin}^{(s)}$ et $\dot{\gamma}^{(s)}$ sont introduites pour donner un caractère définitif au stockage des dislocations.

b) Taux de production de dislocations temporairement stockées

Les dislocations accumulées sur les parois sont temporairement stockées. Le taux d'accumulation temporaire de dislocations est déterminé grâce aux relations (53) et (56) par :

$$(\dot{\rho}_{ts}^{(s)})^+ = (\dot{\rho}^{(s)})^+ - (\dot{\rho}_{ds}^{(s)})^+ \text{sign}(\tau_{cin}^{(s)}). \quad (57)$$

Le signe de $\tau_{cin}^{(s)}$ est utilisé pour obtenir le caractère directionnel du taux de stockage temporaire (cf Figure 15). L'accumulation de dislocations sur les parois s'effectue lorsque la direction de la contrainte cinématique est identique à la direction de glissement.

Taux d'annihilation des dislocations

Le mécanisme d'annihilation des dislocations (§ 1.3.1) est supposé actif quelle que soit la direction de glissement. Le terme associé ne dépend que de la densité de dislocations (cf. équation (20)). Le fait que cette dernière ne soit pas homogène sur le système de glissement, impose une nouvelle estimation du terme d'annihilation moyenne de dislocations donnée comme la somme du taux d'annihilation des dislocations temporairement stockées et du taux d'annihilation des dislocations définitivement stockées :

³ Considérant que lorsque les conditions aux limites ne changeaient pas brutalement, la densité de dislocations mobiles (qui est une fraction très faible de la densité de dislocations totale) est considérée constante sur l'intervalle du temps (dt). Ce qui permet de considérer que $\dot{\rho}_m^{(s)} = 0$. De plus, le taux de production total de dislocations sur un système de glissement $\rho_p^{(s)}$ est égal au taux d'immobilisation de dislocations $(\dot{\rho}_i^{(s)})^+$.

$$\begin{aligned} (\dot{\rho}_{ds}^{(s)})^- &= \frac{2y_c}{b} \rho_{ds}^{(s)} |\dot{\gamma}^{(s)}|, \\ (\dot{\rho}_{ts}^{(s)})^- &= \frac{2y_c}{b} \rho_{ts}^{(s)} |\dot{\gamma}^{(s)}|. \end{aligned} \quad (58)$$

Enfin, en reportant l'expression des termes de production et d'annihilation des dislocations définitivement et temporairement stockées dans les relations (47), les évolutions des densités de dislocations temporairement et définitivement stockées s'écrivent :

$$\dot{\rho}_{ds}^{(s)} = \left[16\pi(1-\nu)h_d \frac{|\tau_{cin}^{(s)}|}{\mu b} \left(\frac{\sqrt{\sum_u a^{(su)} \rho_{ds}^{(u)}}}{bK_{mur}} + \frac{\sqrt{\sum_u a^{(su)} \rho_{ts}^{(u)}}}{bK_{can}} \right) - \frac{2y_c}{b} \rho_{ds}^{(s)} \right] |\dot{\gamma}^{(s)}|, \quad (59)$$

et

$$\dot{\rho}_{ts}^{(s)} = (\dot{\rho}^{(s)})^+ - (\dot{\rho}_{ds}^{(s)})^+ \text{sign}(\tau_{cin}^{(s)}) - \frac{2y_c}{b} \rho_{ts}^{(s)} |\dot{\gamma}^{(s)}|. \quad (60)$$

2.3 Identification des paramètres du modèle

2.3.1 Rappel des principales formules du modèle

La loi d'écoulement liant la vitesse de glissement à la cission résolue s'écrit :

$$\dot{\gamma}^{(s)} = \dot{\gamma}_0 \left(\frac{|\tau^{(s)} - \tau_{cin}^{(s)}|}{\tau_{\mu}^{(s)}} \right)^{\frac{1}{m}} \text{sign}(\tau^{(s)} - \tau_{cin}^{(s)}).$$

Cette relation se détermine en fonction de la cission isotrope :

$$\tau_{\mu}^{(s)} = \mu b \sqrt{\sum_u \alpha^{(su)} \rho^{(u)}},$$

et de la cission cinématique :

$$\tau_{cin}^{(s)} = \frac{\mu b}{4(1-\nu)} \lambda^{(s)} \rho_{ts}^{(s)}.$$

L'écrouissage isotrope est défini par l'évolution de la limite d'activation de système de glissement au cours de la déformation. Alors que l'évolution de l'écrouissage cinématique est définie par l'évolution de $\tau_{cin}^{(s)}$. Cette dernière est déterminée en fonction de l'évolution de la densité de dislocations temporairement stockées.

Les lois gouvernant les évolutions des différentes densités de dislocation sont :

$$\dot{\rho}_{ds}^{(s)} = \left[16\pi(1-\nu)h_d \frac{|\tau_{cin}^{(s)}|}{\mu b} \left(\frac{\sqrt{\sum_u a^{(su)} \rho_{ds}^{(u)}}}{bK_{mur}} + \frac{\sqrt{\sum_u a^{(su)} \rho_{ts}^{(u)}}}{bK_{can}} \right) - \frac{2y_c}{b} \rho_{ds}^{(s)} \right] |\dot{\gamma}^{(s)}|,$$

pour la densité de dislocations définitivement stockées, et

$$\dot{\rho}_{ts}^{(s)} = \left(\dot{\rho}^{(s)}\right)^+ - \left(\dot{\rho}_{ds}^{(s)}\right)^+ \text{sign}(\tau_{cin}^{(s)}) - \frac{2y_c}{b} \rho_{ts}^{(s)} |\dot{\gamma}^{(s)}|,$$

pour la densité de dislocations temporairement stockées.

La densité moyenne totale de dislocations sur le système de glissement est :

$$\rho^{(s)} = \rho_{ds}^{(s)} + |\rho_{ts}^{(s)}|.$$

2.3.2 Détermination des paramètres du modèle

Les relations d'écoulement et d'écrouissage présentées ci-dessus font appel à un nombre limité de paramètres intrinsèques (Tableau 3) qui se trouvent dans la littérature. Cependant les valeurs proposées pour certains paramètres varient d'une référence à l'autre suivant la méthode d'identification utilisée. En effet, il n'existe pas une méthode unique pour déterminer ces paramètres. Plusieurs techniques sont utilisées et chacune d'elles dépend de certaines conditions, citons par exemple :

- une évaluation préliminaire à partir de données physiques ([11], [38]),
- une évaluation à l'aide de simulations numériques réalisées à une échelle mésoscopique,
- la confrontation des données expérimentales et numériques ([8], [60]).

Quelle que soit la méthode d'identification utilisée, ces paramètres doivent en principe converger globalement vers des valeurs relativement constantes s'ils ont une signification physique intrinsèque.

L'objectif de ce paragraphe est de définir les gammes des paramètres en notant les conditions d'identification de chacun d'entre eux. Ces valeurs sont utilisées lors de la validation qualitative du modèle. Nous étudions leurs effets sur l'évolution de l'écrouissage isotrope et cinématique dans des conditions de chargements monotones et cycliques. Nous comparons ces résultats avec des données obtenues à partir de modèles qui n'intègrent pas l'écrouissage cinématique.

Paramètres de la loi d'écoulement	Paramètre de sensibilité à la vitesse	m
	Vitesse de cisaillement de référence	$\dot{\gamma}_0$
Paramètres des lois d'écrouissage	Matrice d'écrouissage	$\alpha^{(su)}$
	Nombre d'obstacles franchis par une dislocation mobile dans les parois et dans les canaux	K_{mur}, K_{can}
	Matrice d'interaction entre les dislocations sur les différents systèmes de glissement	$a^{(su)}$
	Hauteur du Dipôle	h_d
	Distance moyenne d'annihilation des dislocations	y_c

Tableau 3 : Paramètres du modèle.

Les premiers paramètres sont ceux relatifs à la loi d'écoulement. Il s'agit de la vitesse de cisaillement de référence ($\dot{\gamma}_0$) et du paramètre de sensibilité à la vitesse m (équations (5) et (6)). Il est utile, avant de déterminer ces paramètres, de déterminer la matrice d'écrouissage α qui est introduite dans l'expression de m via la contrainte de tension de ligne.

2.3.2.1 Détermination de la matrice d'écrouissage

Le matrice d'écrouissage (α) intervient dans l'expression qui définit la limite d'activation du mouvement des dislocations (relation (45)). Elle présente les interactions entre les dislocations de différents systèmes de glissement. Dans le cas des matériaux à structure cubique à faces centrées, Franciosi ([34], [35]) l'exprime par une matrice [12X12] symétrique écrite avec 6 paramètres indépendants dont leurs valeurs sont rangées comme suit :

$$\alpha_0 < \alpha_{coli} < \alpha_{orth} < \alpha_{copl} < \alpha_{gliss} < \alpha_{siss} ,$$

où α_0 est le paramètre d'autoécrouissage, α_{coli} , α_{orth} et α_{copla} sont les paramètres associés aux interactions entre les dislocations sur les systèmes colinéaires, orthogonaux, coplanaires respectivement, α_{gliss} et α_{siss} sont les paramètres relatifs à la formation des jonctions glissiles, et à la formation des jonctions sessiles.

Pour des raisons de simplicité ou de convergence numérique, les paramètres de la matrice d'écrouissage sont généralement supposés égaux. Tabourot ([38]) a justifié cette hypothèse, pour les modèles de comportement des métaux CFC, par une analyse de stabilité en glissement double symétrique. Dans cette analyse, la matrice d'écrouissage $\alpha^{(su)}$ est réduite à deux paramètres : le premier définit le durcissement induit par les dislocations sur le système actif (paramètre de l'autoécrouissage α_p), et le deuxième définit le durcissement résultant de l'interaction avec les dislocations sur les autres systèmes (paramètre de l'écrouissage latent α_F). Pour assurer une déformation répartie de façon homogène sur les deux systèmes actifs en stade II de l'écrouissage, certains modèles utilisent un seul paramètre $\alpha = \alpha_F = \alpha_p$. Les valeurs de α peuvent être comprises entre 0 et 1 ([61], [62], [63]). La moyenne de ces valeurs est 0,3.

Constantes physiques	Aluminium
Constante de Boltzmann (K)	$1,38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
Fréquence de Debye (ν_D)	$8,21 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ([64])
Paramètre de maille atomique	$4,05 \text{ \AA}$ ([65])
Module du vecteur de Burgers	$2,86 \text{ \AA}$
Module de cisaillement (μ)	24400 MPa ([65])

Tableau 4 : Valeurs des constantes physiques de l'aluminium utilisées pour l'identification des paramètres du modèle.

2.3.2.2 Détermination de la vitesse de cisaillement de référence

Ce paramètre est supposé identique sur tous les systèmes de glissement. Sa valeur se calcule à partir de la relation (5) en fonction de l'énergie d'activation (ΔG_0) et de la densité de dislocations mobiles ($\rho_m^{(s)}$). La valeur de ΔG_0 varie dans une gamme $[0,36 \mu b^3, 0,54 \mu b^3]$ déterminée expérimentalement par Mecking ([66]), alors que la densité de dislocations mobiles varie entre $10^{10} m^{-2}$ et $10^{12} m^{-2}$ ([62], [63]). En considérant les constantes physiques relatives à l'aluminium (Tableau 4), on déduit l'intervalle des valeurs de $\dot{\gamma}_0$ à température ambiante ($T=300K$) : $\dot{\gamma}_0 \in [7,6 \times 10^{-6}, 3,4 \times 10^{-6}] s^{-1}$ ([8]). Cependant la valeur de $\dot{\gamma}_0$ généralement utilisée est bien supérieure à celle déterminée ($\dot{\gamma}_0 = 10^{-3} s^{-1}$ [31]).

2.3.2.3 Détermination du paramètre de sensibilité à la vitesse

Le paramètre de sensibilité à la vitesse (cf. relation (6)) dépend du volume d'activation et de la contrainte de tension de ligne. Le volume d'activation s'écrit en fonction de la densité totale de dislocations par :

$$\Delta V = db / \sqrt{\rho}, \text{ où } d \text{ est la distance à parcourir pour franchir l'obstacle } (d = 4b).$$

$$\text{De plus, la contrainte de tension de ligne peut être exprimée par } \tau_\mu = \alpha \mu b \sqrt{\rho}$$

Enfin, en remplaçant ΔV et τ_μ dans (6) par leurs expressions, on obtient :

$$m = \frac{KT}{\alpha \mu d b^2} = 0,006 \text{ ([8])}.$$

2.3.2.4 Détermination de la matrice d'interaction des dislocations

La cission cinématique (équation (46)), le taux moyen d'immobilisation sur le système de glissement (équation (48)) et le taux de production de la densité de dislocations définitivement stockées (équation (56)) s'écrivent en fonction du libre parcours moyen des dislocations. Ce dernier fait intervenir $a^{(su)}$ la matrice d'interactions entre les dislocations, K_{mur} le nombre moyen d'obstacles franchis par une dislocation avant de s'arrêter dans les parois et K_{can} le nombre moyen d'obstacles franchis dans les canaux.

La matrice d'interaction entre les dislocations $a^{(su)}$ est construite à partir de quatre coefficients : a_0, a_1, a_2, a_3 en utilisant la description de Franciosi ([67]). Ces coefficients dépendent de la géométrie d'interaction entre les systèmes de glissement (Tableau 5). Le paramètre a_0 représente l'interaction entre les dislocations sur un même système, a_1 est pour l'interaction entre les dislocations de systèmes colinéaires, coplanaires ou ayant des vecteurs de Burgers perpendiculaires, a_2 est pour les interactions donnant lieu à des jonctions glissiles et a_3 est pour le cas de verrous de Lomer-Cottrell. Ces coefficients s'évaluent qualitativement selon le rapport : $a_0 < a_1 < a_2 < a_3$.

	A2	A3	A6	B2	B4	B5	C1	C3	C5	D1	D4	D6
A2	a_0	a_1	a_1	a_1	a_2	a_2	a_1	a_2	a_3	a_1	a_3	a_2
A3		a_0	a_1	a_2	a_1	a_3	a_2	a_1	a_2	a_3	a_1	a_2
A6			a_0	a_2	a_3	a_1	a_3	a_2	a_1	a_2	a_2	a_1
B2				a_0	a_1	a_1	a_1	a_3	a_2	a_1	a_2	a_3
B4					a_0	a_1	a_3	a_1	a_2	a_2	a_1	a_2
B5						a_0	a_2	a_2	a_1	a_3	a_2	a_2
C1							a_0	a_1	a_1	a_1	a_2	a_2
C3								a_0	a_1	a_2	a_1	a_3
C5									a_0	a_2	a_3	a_1
D1										a_0	a_1	a_1
D4											a_0	a_1
D6												a_0

Tableau 5 : Matrice d'interaction géométrique entre les dislocations de différents systèmes de glissement de type Franciosi ($a_0 < a_1 < a_2 < a_3$) ([67]).

2.3.2.5 Identification des nombres d'obstacles à franchir avant arrêt

Les modèles monocristallins actuels qui utilisent les densités de dislocations comme variables de description, se limitent à la définition d'un unique libre parcours moyen des dislocations à partir d'un seul paramètre ($K_{mur} = K_{can} = K$). En faisant l'hypothèse que deux systèmes de glissement sont actifs, ce paramètre se détermine en fonction de la pente en stade II par :

$$\theta_{II} = \frac{\mu\alpha}{K} \sqrt{\frac{a_0 + a_3}{2}} \quad ([68]).$$

Sa valeur pour l'aluminium est $K = 62$.

Pour le même métal, la valeur de K déterminée par la confrontation des données expérimentales et numériques s'élève à 180 ([8]).

A la différence de ces modèles, nous introduisons deux paramètres K_{mur} et K_{can} dans le calcul du libre parcours moyen de dislocations sur le système de glissement. Considérant que K_{can} est équivalent à K , le nombre d'obstacles franchis dans les parois se détermine à partir de K_{can} par :

$$K_{mur} = \beta K_{can},$$

où $\beta < 1$ est un paramètre qui caractérise le déplacement de dislocations dans les parois par rapport au déplacement des dislocations dans les canaux.

2.3.2.6 Distance moyenne d'annihilation des dislocations

Ce paramètre est utilisé au niveau de la loi d'évolution de la densité de dislocations (temporairement et définitivement stockées) pour évaluer le terme d'annihilation des dislocations. Sa valeur proposée dans la littérature est de l'ordre de quelques fois le module du vecteur de Burgers ([46]).

2.3.2.7 Détermination de la hauteur de dipôle

Un dipôle, par définition, est une combinaison de deux dislocations appartenant au même système de glissement et ayant des signes opposés. La hauteur de dipôle

est la distance séparant ces deux dislocations, mesurée perpendiculairement au plan de glissement.

Les dislocations définitivement stockées dans les parois sont remplacées par un dipôle ayant une hauteur h_d (cf 2.2.2.1). Dans notre étude, nous approximations h_d à une hauteur moyenne des dipôles classiques. Cette dernière varie dans la microstructure, sa valeur dépend de la température et du taux de déformation([69]).

En effet, à température ambiante la valeur moyenne de hauteur de dipôles classiques est de 5 nm pour le cuivre ([70]), et pour l'aluminium monocristallin il est de 17 nm à 77°K ([71]). Nous considérons donc pour ce paramètre une valeur constante de l'ordre de 5 à 20 nm.

2.3.3 Commentaire

Dans le tableau suivant, nous regroupons les paramètres du modèle ainsi que leur ordre de grandeur définis par la littérature. Dans la suite du chapitre, les modélisations réalisées ont des paramètres d'entrée qui respectent cet ordre de grandeur.

Pour des raisons liées à la stabilité de calcul numérique, nous considérons une valeur du paramètre de sensibilité à la vitesse (m) supérieur à la valeur proposée par la littérature. Cette augmentation de la valeur n'a aucun influence sur l'évolution des autres variables.

Paramètre	Symbole	Ordre de grandeur
Paramètre de sensibilité à la vitesse.	m	0,05
Vitesse de cisaillement de référence	$\dot{\gamma}_0$	$[6 \times 10^{-6}, 6 \times 10^{-2}] \text{ s}^{-1}$
Paramètre d'écrouissage	α	$0 < \alpha < 1$
Nombre d'obstacles franchis par une dislocation mobile dans les parois et dans les canaux	K_{can} $K_{mur} = 0.8K_{can}$	$K_{can} \in [62, 180]$
Coefficient de la matrice d'interactions entre les dislocations	a_0 a_1 a_2 a_3	0,6 0,77 0,96 1
hauteur de Dipôle	h_d	[5 , 20] nm
Distance moyenne d'annihilation des dislocations	y_c	[0.6 , 1.6] nm

Tableau 6 : Ordre de grandeur des paramètres des lois de comportement obtenus recensés dans la littérature et valeurs utilisées lors de la validation qualitative du modèle.

2.4 Validation qualitative du modèle

2.4.1 Modélisation de l'essai de cisaillement simple

Dans cette partie, nous présentons les résultats numériques obtenus lors de la modélisation d'un essai idéal de cisaillement cyclique sur un monocristal d'aluminium de pureté 99,50%. Ce dernier est orienté de façon à ce que le plan du système de glissement potentiellement actif soit parallèle au plan de la contrainte de cisaillement appliquée (Figure 17). De plus, la direction de glissement est identique à la direction de déformation macroscopique. Un seul système de glissement est donc actif. Le but de cette simulation est, d'une part, de valider qualitativement la description physique de l'écrouissage isotrope et cinématique et d'autre part d'étudier les effets des paramètres des lois de comportement sur l'évolution de chacun de ces écrouissages.

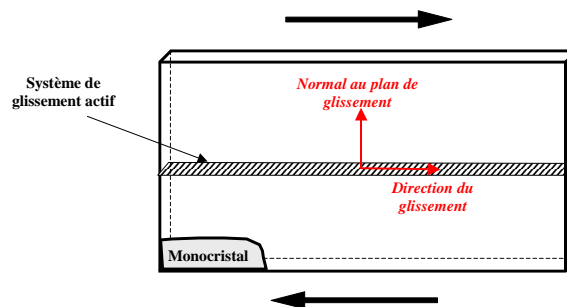


Figure 17 : Configuration schématique d'un cisaillement cyclique sur un monocristal avec un seul système de glissement actif.

2.4.1.1 Résultat numérique

Le monocristal subit une déformation cyclique ($-0,05 < \gamma < 0,05$) centrée autour d'une déformation nulle. Le nombre maximal de cycles est de 24 cycles⁴. Les évolutions de la cission résolue, isotrope et cinématique, sont illustrées sur la Figure 18-a.

Sur les courbes présentées sur la Figure 18-a, on constate l'augmentation de la cission isotrope au fur et à mesure de l'essai par rapport à la cission cinématique. Cela provient de l'augmentation continue de la densité de dislocations définitivement stockées dans les parois.

Le stockage définitif des dislocations dans les parois tend à saturer après un certain nombre de cycles (Figure 18-b). L'augmentation de la densité de dislocations définitivement stockées augmente le taux d'annihilation des dislocations dans les parois. Cela conduit à la diminution du taux d'évolution de cette densité (équation (59)). La saturation de la densité de dislocations temporairement stockées provient de la diminution du taux de production de cette densité. Cette diminution est induite par l'augmentation du taux de stockage définitif (équation (57)) qui diminue la probabilité de récupérer de nouvelles dislocations des parois.

Contrairement aux modèles monocristallins qui recourent à une description phénoménologique de l'écrouissage cinématique, les calculs des cissions isotrope et cinématique dans le modèle proposé se déterminent à partir des densités des dislocations définitivement et temporairement stockées. La dépendance entre la densité de dislocations définitivement stockées et la densité de dislocations

⁴ L'essai de cisaillement cyclique présenté est en grande amplitude de déformation. Les évolutions des contraintes en fonction de la déformation atteignent la saturation après 24 cycles.

temporairement stockées implique une dépendance entre les variables de chaque écrouissage (isotrope et cinématique). Cependant, cette dépendance reste cohérente avec la base physique de la description de l'évolution de la densité moyenne de dislocations utilisée dans les modèles physiques monotones ([26], [24]).

Dans le but de confirmer cette cohérence, nous effectuons une étude sur les effets des paramètres des lois de comportement (déjà utilisés dans les modèles monotones) sur les évolutions des variables de l'écrouissage isotrope et cinématique. Des valeurs différentes, appartenant à la gamme des valeurs associées à chaque paramètre (Tableau 6), sont utilisées pour évaluer l'effet de ces paramètres et comparer ces effets à ceux définis pour les modèles physiques existants aujourd'hui.

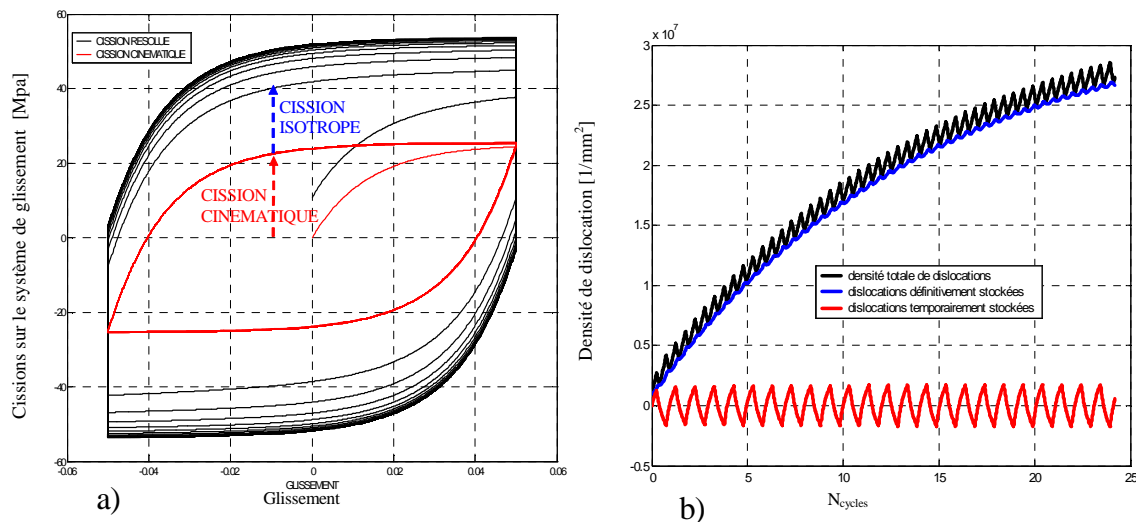


Figure 18 : a) Evolution de la cission résolue sur le système de glissement au cours d'un chargement cyclique. Les contraintes isotrope et cinématique sont illustrées sur cette image. b) Evolution des densités de dislocations

2.4.1.2 Etude analytique des effets des paramètres de l'écrouissage

- Effet de γ_c

La Figure 19 illustre l'effet de la distance moyenne d'annihilation des dislocations γ_c sur l'évolution de la densité totale de dislocations. L'augmentation de ce paramètre favorise le mécanisme d'annihilation, ce qui conduit à la diminution de la densité de dislocations comme présenté sur le graphe de la Figure 19-a. En comparant avec les résultats obtenus par un modèle du comportement monotone [38], on trouve le même effet sur l'évolution de la densité de dislocations (Figure 19 b).

Contrairement à la densité de dislocations définitivement stockées, l'effet de la distance moyenne d'annihilation de dislocations sur l'évolution de la densité de dislocations temporairement stockées est faible. Cela provient du fait que le terme d'annihilation est proportionnel à leur densité qui est relativement faible. La densité de dislocations définitivement stockées, qui présente la majorité de populations de

dislocations, est la plus influencée par y_c . Cela apparaît sur l'augmentation de la limite d'activation du système de glissement avec la diminution de ce paramètre.

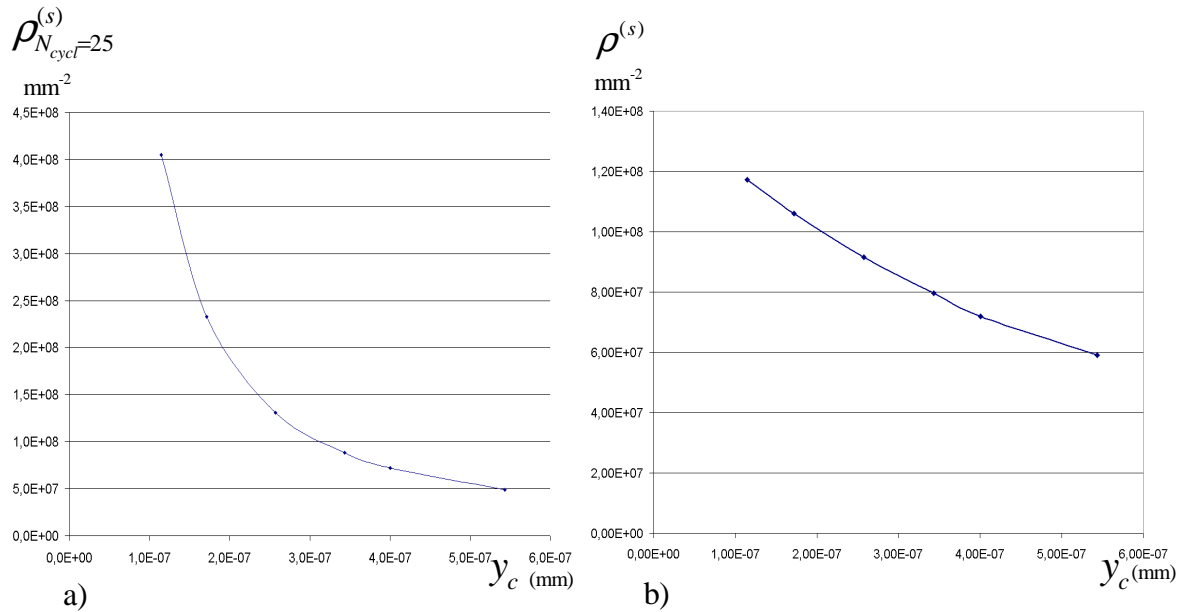


Figure 19 : Effet de la distance moyenne d'annihilation sur l'évolution de : a) la densité de dislocations calculée par le modèle présent à $N_{cycle} = 24$, b) la densité de dislocations calculée par un modèle de comportement monotone [38].

- Effet de K_{can} , K_{mur}

En considérant que le nombre d'obstacles franchis par une dislocation mobile avant de s'arrêter dans les parois est égal à $0,8K_{can}$, nous faisons varier K_{can} dans la gamme de valeurs proposées dans le Tableau 6. La Figure 20, présente à gauche l'évolution de la densité totale de dislocations calculée par le modèle, pour un nombre fixe de cycles ($N_{cycle} = 24$). Sur la figure de droite est tracée la densité totale de dislocations, calculée par le modèle monotone [38] en fonction de K. Les deux graphes présentés sur la Figure 20 illustrent une diminution de la densité totale de dislocations avec l'augmentation de K. En effet, le nombre d'obstacles franchis par la dislocation mobile avant de s'arrêter dans les parois et le nombre d'obstacles franchis dans les canaux influencent les taux de stockage des densités de dislocations temporairement et définitivement stockées (cf. l'ensemble de relations (52), (56) et (57)). L'augmentation de ces paramètres entraîne un déplacement des dislocations dans les parois et dans les canaux et par conséquent une réduction des taux de stockage.

- Effet de h_d

Un dipôle ayant une faible hauteur forme un obstacle très dur au passage des dislocations. Dans ce cas, les dislocations qui arrivent aux parois, ne peuvent pas pénétrer. Elles s'empilent sur les parois et contribuent à l'augmentation de la densité de dislocations temporairement stockées et diminuent le taux du stockage définitif [cf. relation (56)]. Réciproquement, les valeurs élevées de ce paramètre conduisent à l'augmentation du stockage définitif et par conséquent à la diminution du stockage temporaire (cf. relation (57)). La Figure 21 illustre les effets de cette interaction entre

les variables d'écroissage isotrope et cinématique en fonction de la hauteur du dipôle.

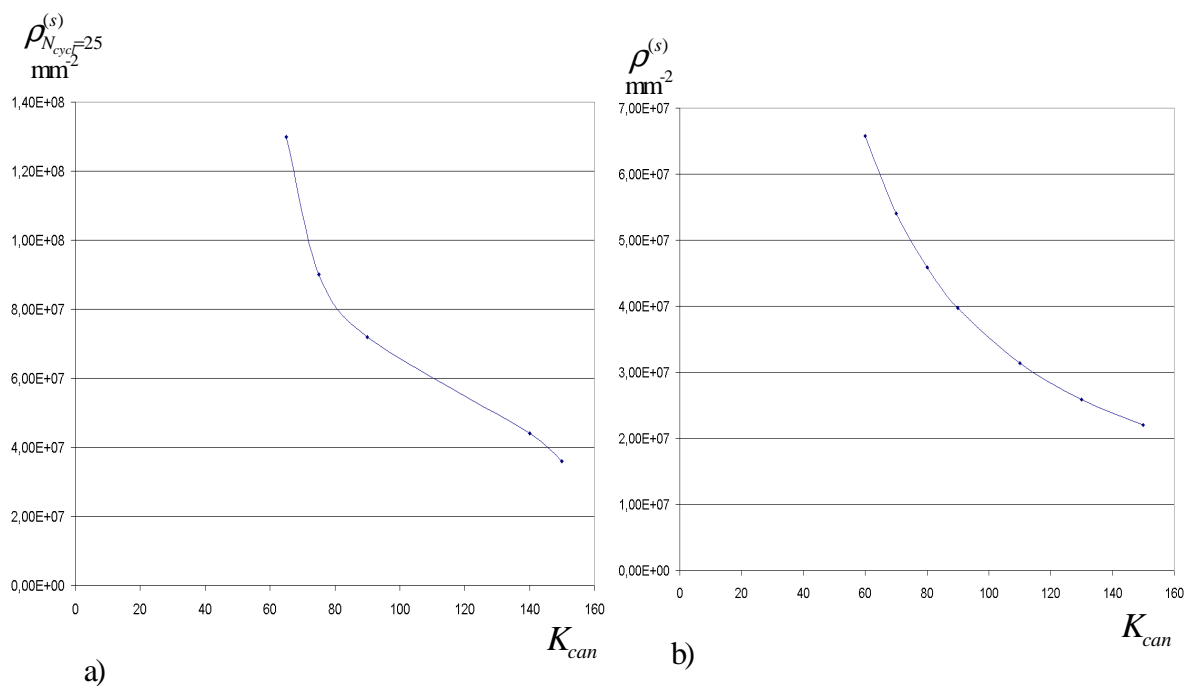


Figure 20 : Effet du nombre d'obstacles franchis par une dislocation mobile sur l'évolution de :
a) la densité de dislocations calculée par le modèle présent à $N_{cycle} = 24$ b) la densité de dislocations calculée par le modèle de comportement monotone ([38]).

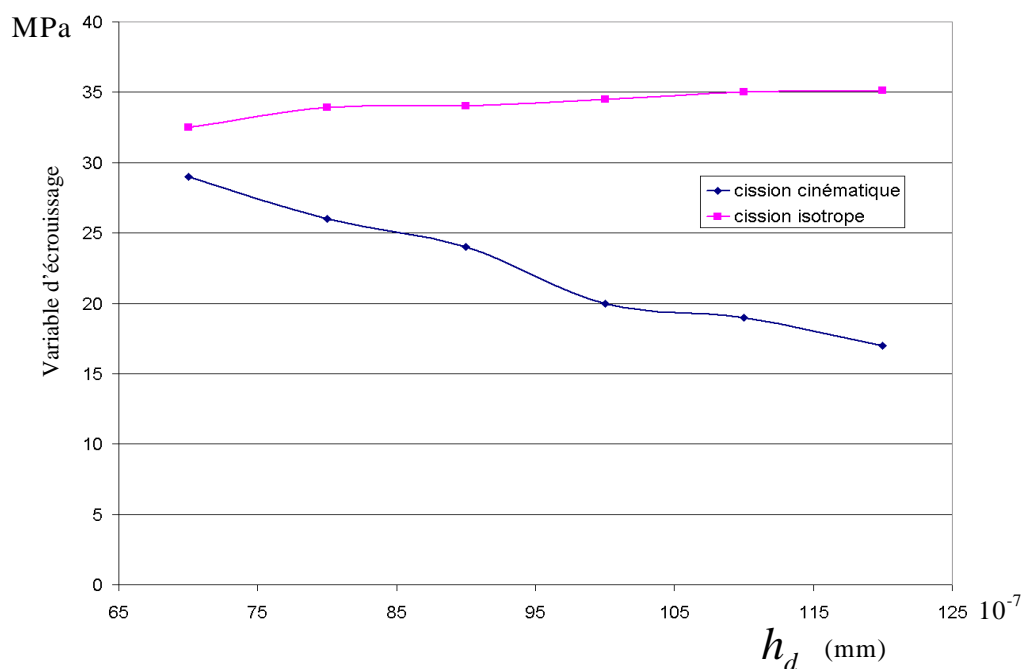


Figure 21 : Cissions isotrope et cinématique à $N_{cycle} = 24$ en fonction de la hauteur de dipôle.

2.4.1.3 Commentaires

L'analyse des résultats numériques obtenus en simulant l'essai de cisaillement idéal présenté ci-dessus permet de valider la description de l'écrouissage isotrope et cinématique sur le système de glissement actif. En particulier, l'effet de quelques paramètres sensibles est cohérent avec leur signification sur le plan physique. Cependant, il ne permet pas d'évaluer l'impact d'une évolution de l'orientation cristalline et l'effet des interactions entre les systèmes de glissement (un seul système est actif). Pour valider le modèle de ce point de vue, il est pratique de se référer aux essais expérimentaux de traction uniaxiale. Les mécanismes physiques microscopiques qui se produisent au sein des monocristaux CFC se reflètent sur l'allure des courbes contrainte-déformation obtenues lors de ces essais. La validation qualitative de l'effet de l'interaction entre les systèmes de glissement, induite par la description de l'écrouissage adoptée, s'effectue via une étude comparative des résultats numériques obtenus avec les résultats fournis par la littérature.

2.4.2 Modélisation de l'essai de traction uniaxiale

Pour modéliser le chargement de traction sur une éprouvette monocristalline, nous utilisons une méthode d'intégration numérique proposée pour le modèle de comportement monotone [26]. Supposant l'activation de deux systèmes de glissement au cours d'un essai de traction homogène, cette méthode permet de lier les grandeurs macroscopiques de l'essai de traction (σ et ε) aux évolutions des variables locales sur chaque système actif ($\tau^{(s)}$ et $\gamma^{(s)}$).

Après cette introduction, nous présentons l'étude analytique des courbes expérimentales de τ en fonction de γ , notées ($\tau - \gamma$), à laquelle nous nous référons pour valider le modèle. Ensuite, les résultats numériques obtenus par le modèle sont présentés et comparés avec cette étude.

2.4.2.1 Courbe ($\tau - \gamma$) de référence

Considérant la loi de Schmid, les activations des systèmes de glissement dépendent des orientations cristallographiques des monocristaux. Les courbes ($\tau - \gamma$) obtenues par les essais de traction prennent donc des configurations différentes suivant ces orientations. Nous représentons deux configurations principales (Figure 22). Le premier cas est rencontré lors de l'orientation initiale du monocristal permettant l'activation d'un seul système de glissement au début de l'essai (Figure 22-a). Autrement dit, quand l'axe de traction est à l'intérieur du triangle standard B4 par exemple. La courbe ($\tau - \gamma$) met en évidence trois stades successifs :

- stade I de glissement simple,
- stade II de glissement double,
- stade III de glissement dévié.

Le premier est caractérisé par un taux d'écrouissage faible. Cela provient du fait qu'un seul système est majoritairement actif (c'est le système qui s'active en premier selon le critère de Schmid). L'écrouissage à ce stade est relatif à l'augmentation de la densité de dislocations de ce système.

Le deuxième stade correspond à l'activation simultanée de deux systèmes de glissement et se traduit par un taux d'écrouissage élevé. Le changement de l'orientation cristallographique induit par l'activation du système primaire, provoque un glissement sur un autre système. Ce stade commence lorsque l'axe de traction se

rapproche d'une position de symétrie. Sur la Figure 3, cela se traduit par le fait que le point matérialisant l'axe de traction se rapproche de la ligne commune à deux triangles. L'interaction entre les deux systèmes actifs est à l'origine de l'augmentation du taux d'écrouissage à ce stade. Cependant, l'augmentation de la densité de dislocations au cours du stade II favorise l'activation des mécanismes d'annihilation de dislocations. Lorsque cette annihilation devient prépondérante, le durcissement diminue donc notablement et donne à la courbe une forme parabolique (*stade III*).

La deuxième configuration (Figure 22-b) est rencontrée en fonction de l'orientation initiale du monocristal qui favorise initialement l'activation de deux systèmes de glissement. L'axe de traction est confondu avec une direction cristallographique particulière, ce qui entraîne une contrainte résolue maximale identique sur deux systèmes. Le stade I ne se produit pas et un glissement double initial a donc lieu dès le début de chargement.

Cette analyse des courbes $(\tau - \gamma)$ a été corrélée avec des observations en microscopie électronique ([72], [73]).

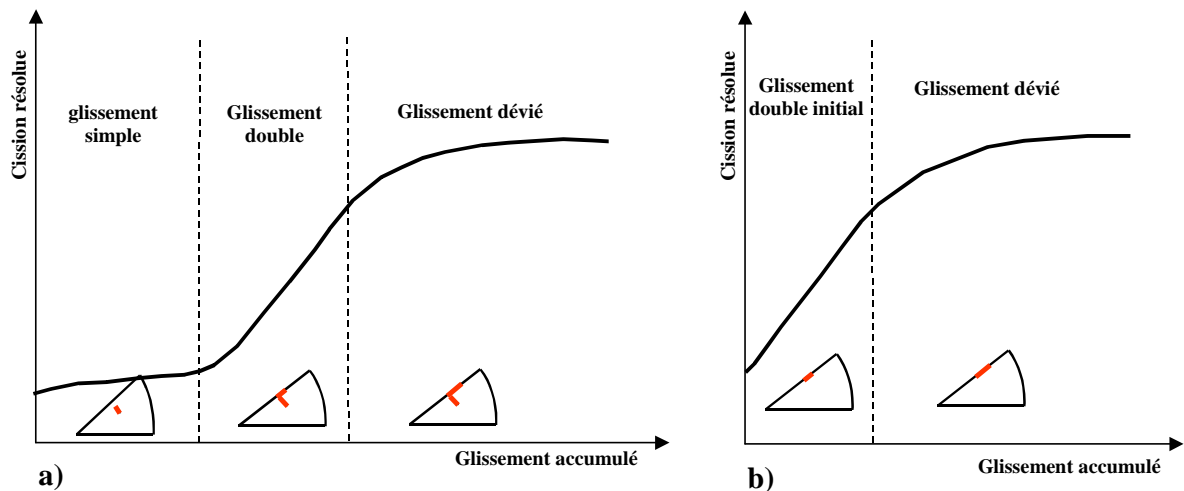


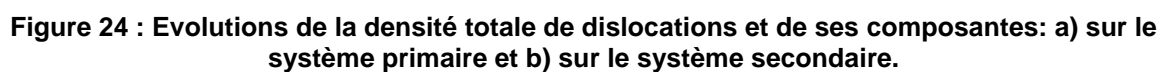
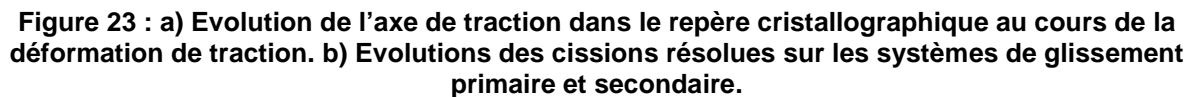
Figure 22 : Etude analytique des courbes expérimentales de traction sur des monocristaux CFC. a) La position initiale de l'axe de traction est à l'intérieur du triangle standard (glissement simple suivi par un glissement double conjugué), b) la position initiale de l'axe de traction est sur la limite entre les deux triangles (glissement double initial).

2.4.2.2 Résultats numériques

Une modélisation d'une traction homogène sur un monocristal d'aluminium 99,50% est effectuée. L'orientation du monocristal est choisie pour favoriser un glissement simple initial sur le système B4 (les composantes initiales de l'axe de traction dans le repère cristallographique sont $[\bar{1}25]$). Les paramètres utilisés dans cette modélisation sont définis dans le Tableau 6.

La Figure 23-b montre les évolutions des cissions résolues sur les systèmes primaires (B4) et secondaires (C1) au cours de la déformation. On distingue sur la courbe $(\tau - \gamma)$ du système primaire (B4) les trois stades de l'écrouissage I, II, et III qui se déclenchent consécutivement à l'évolution de l'orientation cristallographique du monocristal (Figure 23-a). Lorsque l'axe de traction est à l'intérieur du triangle standard, le glissement est majoritaire sur le système B4 dont la cission résolue est la plus importante (stade I). En se rapprochant de la zone commune entre les triangles

L'évolution de la cisssion résolue sur le système primaire en stade II et III est identique aux résultats obtenus par les modèles physiques monotones. Cependant, nous constatons une surestimation des contraintes en stade I. Cela provient du fait que la description de l'écrouissage cinématique impose une augmentation de la densité temporairement stockée sur le système actif et sur le système latent au cours de ce stade. Le système latent sous l'effet de l'hétérogénéité induite par le système primaire subit un glissement précoce ce qui amène à un stockage temporaire de dislocations sous l'effet de ce glissement (Figure 24-b).



En stade I, la densité de dislocations augmente sur le système primaire B4 (Figure 24-a), alors qu'une faible augmentation de la densité de dislocations temporairement stockées sur le système C1 apparaît sur la Figure 24-b lorsque l'axe de traction se déplace vers la zone symétrie de $[001] [111]$. On constate de plus que la densité de dislocations sur ce système reste constante à ce stade. La cisson résolue sur le système C1 ne fournit pas à cet instant l'effet nécessaire pour piéger définitivement les dislocations. Les dislocations produites sous l'effet de la contrainte appliquée sont temporairement stockées.

En stade II, les deux systèmes B4 et C1 sont actifs. Les densités de dislocations définitivement et temporairement stockées augmentent sur chaque système. L'augmentation de la densité de dislocations sur chaque système diminue le libre parcours moyen des dislocations ce qui conduit à l'augmentation du stockage définitif et temporaire des dislocations.

En stade III, l'augmentation de la densité de dislocations sur chaque système augmente le taux d'annihilation des dislocations. Le taux d'évolution de chaque densité diminue jusqu'à la saturation.

Pour évaluer l'effet de l'orientation initiale sur la courbe de traction, nous effectuons une modélisation de l'essai de traction sur un monocristal orienté pour favoriser un glissement double initial (les composantes de l'axe de traction dans le repère cristallographique sont $[\bar{1}12]$). La courbe de traction obtenue par cette modélisation est comparée à celle obtenue dans le cas d'un monocristal orienté pour un glissement simple initial. Comme le montre la Figure 25, le stade I, caractéristique du glissement simple, n'apparaît plus sur la courbe de traction qui a une allure complètement parabolique du début jusqu'à la fin. L'interaction entre les systèmes de glissement qui commence dès le début de l'essai entraîne une augmentation de l'écrouissage par rapport à la courbe de traction dans le cas de glissement simple initial.

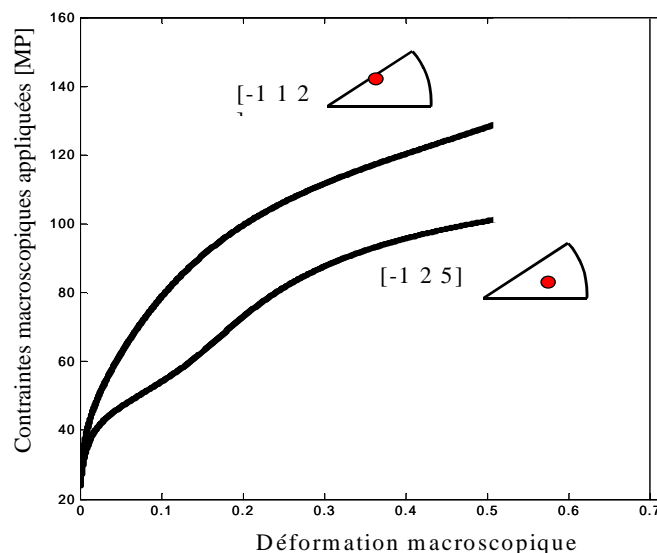


Figure 25 : Courbe de traction macroscopique sur deux monocristaux d'aluminium dont le premier est orienté pour un glissement simple initial et le deuxième pour un glissement double initial.

2.4.2.3 *Commentaire*

Les résultats numériques présentés ci-dessus montrent le potentiel du modèle à représenter les effets des interactions entre les systèmes de glissement lors de chargements monotones. Les lois de comportement proposées reproduisent les trois stades de l'écrouissage en fonction d'évolution de l'orientation cristallographique du monocristal au cours de la déformation même s'il existe une surestimation de l'auto écrouissage qui doit être corrigé en travaillant sur les coefficients de la matrice d'interaction qui règle l'évolution de la contrainte isotrope.

2.4.3 *Modélisation de l'essai de traction-compression*

Nous effectuons une modélisation de l'essai de traction-compression cyclique afin de valider la description de l'écrouissage isotrope et cinématique au cours de la déformation cyclique. Cette validation consiste à suivre les évolutions de la cission résolue sur les systèmes de glissement actifs en la corrélant avec l'analyse des interactions qui se produisent sur ces systèmes.

Nous examinons les lois de comportement proposées dans le cas d'un monocristal d'aluminium 99,50% orienté de façon à provoquer un glissement simple initial (les composantes initiales de l'axe de chargement sont $[\bar{1}25]$). Ce monocristal est soumis à des déformations cycliques centrées autour de la valeur nulle. La première $-0,02 < \varepsilon^p < +0,02$ conserve un glissement majoritaire sur le système qui s'active en premier (B4) au cours de la première charge de traction (cf. Figure 23). Alors que la deuxième $-0,4 < \varepsilon^p < +0,4$ provoque un glissement simple suivi par un glissement double symétrique. Dès le premier chargement, le passage en stade I et II s'effectue avant de passer à la décharge (compression).

2.4.3.1 *Résultats numériques*

L'ensemble des résultats numériques obtenus lors de la modélisation de l'essai de traction-compression cyclique ($N_{cyc}^{max}=2$) dans le cas d'une amplitude de déformation $-0,02 < \varepsilon^p < +0,02$ est rassemblé sur la Figure 26. La faible amplitude de déformation conduit à un glissement majoritaire sur le système (B4) qui s'active en premier (Figure 26-a). L'orientation cristallographique de l'axe de chargement évolue dans une zone limitée à l'intérieur du triangle standard et loin de la zone de symétrie $[001][111]$ (Figure 26-d). Cela permet de maintenir une configuration de glissement simple au cours de l'essai. Les évolutions des cissions isotropes et cinématiques sur le système B4 illustrées sur la Figure 26 b sont similaires à celles obtenues par la simulation de l'essai de cisaillement (Figure 18). L'introduction de l'interaction entre les systèmes de glissement ne perturbe pas la description de l'évolution de l'écrouissage sur le système de glissement. Nous retrouvons la même conclusion concernant l'évolution de la densité de dislocations (Figure 26-c).

Les figures (27) et (28) montrent les résultats numériques obtenus pour les valeurs d'amplitude de déformation suivantes : $-0,4 < \varepsilon^p < +0,4$. La Figure 27 représente l'évolution des cissions résolues sur les systèmes primaire et secondaire au cours de la déformation cyclique. Au cours du premier quart de cycle, deux systèmes de glissement sont actifs lorsque l'axe de traction est sur l'axe de symétrie $[001][111]$. Ces systèmes sont en glissement double symétrique stable. Cependant,

on constate sur cette figure la diminution de la cission résolue sur le système primaire, causée par la désactivation de ce système lors du changement de direction du chargement (Figure 28). En effet, lorsqu'on change cette direction, le changement d'orientation cristallographique, induit par l'interaction entre les deux systèmes, conduit au blocage du mouvement des dislocations sur le système primaire et à l'activation d'autres systèmes de glissement. L'axe de chargement quitte la zone de symétrie $[001][111]$ (Figure 28-b) vers le triangle C1.

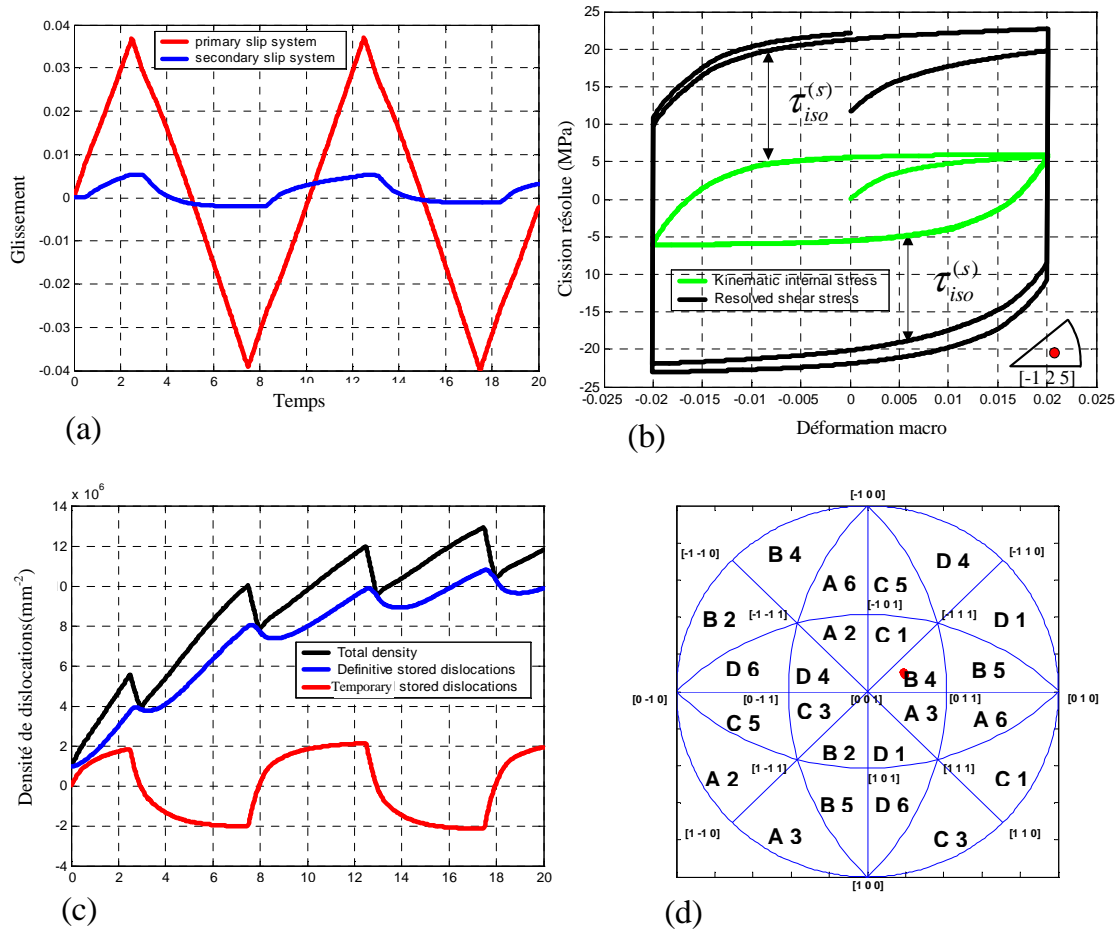
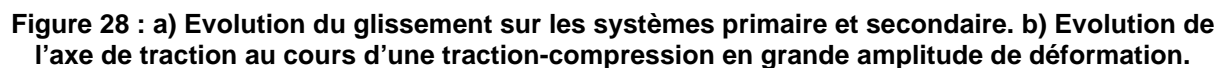


Figure 26 : Résultats numériques obtenus lors de la simulation de l'essai de traction compression cyclique, a) Glissement sur les systèmes actifs, b) Cissions résolues et cinématiques sur le système primaire, c) Evolution de la densité de dislocations sur le système primaire, d) Evolution de l'axe de chargement.



Il est à noter que cette instabilité géométrique n'apparaît pas lors d'une plus faible amplitude de déformation ($-0,02 < \varepsilon^p < +0,02$). En réalisant deux modélisations pour deux amplitudes de déformation différentes ($-0,02 < \varepsilon^p < +0,02$ et $-0,4 < \varepsilon^p < +0,4$) sur un monocristal orienté pour favoriser un glissement double initial (composantes initiales de l'axe de traction $[\bar{1}25]$), on observe une situation de glissement double symétrique qui continue dans le cas d'une faible amplitude de déformation (Figure 29). Contrairement au cas d'une forte amplitude de déformation ($-0,4 < \varepsilon^p < +0,4$), la projection stéréographique de l'axe de traction ne quitte pas la zone symétrique entre les deux triangles.

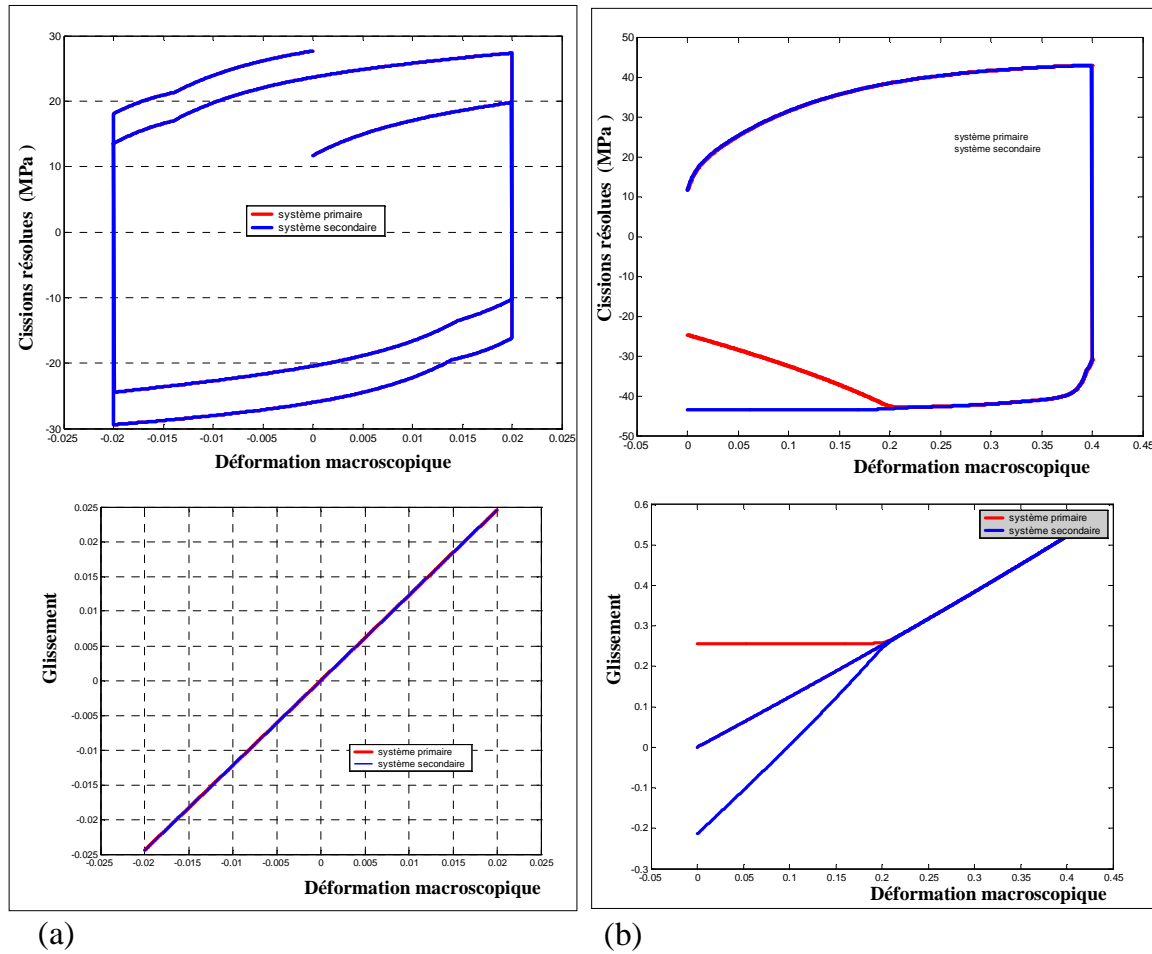


Figure 29 : Traction compression sur monocristal orienté pour favoriser un glissement double initial. a) Amplitude de déformation faible $-0,02 < \varepsilon^p < +0,02$ b) Amplitude de déformation élevée $-0,4 < \varepsilon^p < +0,4$.

2.5 Conclusion

Une modélisation du comportement viscoplastique des métaux utilisant des lois physiques de l'écrouissage isotrope et cinématique est effectuée. Ces lois utilisent les densités moyennes de dislocations sur chaque système de glissement comme variables de description. Deux densités de dislocations sont distinguées : une densité temporairement stockée liée à l'écrouissage cinématique et une densité de dislocations définitivement stockée liée à l'écrouissage isotrope. Les évolutions de chaque densité sont interdépendantes, ce qui établit une dépendance entre l'écrouissage isotrope et cinématique.

La description de l'écrouissage utilisée dans ce chapitre est vérifiée qualitativement sur des essais cycliques de cisaillement, de traction-compression et des essais monotones de traction. Les résultats obtenus montrent que la description de l'écrouissage cinématique permet non seulement de modéliser le comportement cyclique des métaux, mais elle est aussi compatible avec la description de leur comportement sous chargements monotones.

CHAPITRE III : Validation expérimentale du modèle sur un monocristal d'aluminium 99,50%

3.1 Introduction

A l'issue du chapitre II, un modèle monocristallin utilisant des lois physiques pour décrire l'écrouissage isotrope et l'écrouissage cinématique a été proposé. Ces lois restituent qualitativement le comportement de monocristaux CFC sous chargements monotones et cycliques en grande amplitude de déformation.

Ce modèle doit s'intégrer dans une modélisation globale, multi-échelles, d'opérations d'emboutissage. Les lois monocristallines seront donc intégrées dans un code macroscopique de calcul par éléments finis afin de modéliser le comportement d'agrégats cristallins. Cependant, il est essentiel, avant cette intégration, de tester le modèle à l'échelle du monocristal pour valider notamment les paramètres qui interviennent dans les lois d'écoulement et d'écrouissage. Dans cette perspective, ce chapitre a pour objectif de proposer un protocole pour la production et la collecte de données expérimentales nécessaires à la validation de modèles de ce type.

L'application d'un cisaillement cyclique sur des monocristaux d'aluminium 99,50% (A1050) est le principe retenu pour déformer le matériau.

Le choix de l'essai de cisaillement est motivé par le fait que cet essai s'opère sur des éprouvettes planes et de forme rectangulaire. Le matériau qui se présente sous forme de tôle pour les opérations d'emboutissage est ainsi directement utilisable pour des essais cycliques. L'essai de traction compression est quant à lui difficile à mettre en œuvre sur les métaux en feuilles à cause des problèmes de flambage. On pourrait imaginer utiliser alors des éprouvettes cylindriques. La détermination des champs de déformation sur une surface plane par la technique d'analyse d'images (une seule caméra est utilisée) est cependant plus simple et plus précise que lorsqu'elle doit être effectuée sur une surface gauche comme le serait celle d'une éprouvette cylindrique (deux caméras sont nécessaires).

Les contacts du laboratoire avec le milieu industriel motivent le choix de l'aluminium comme matériau d'étude, afin de répondre à une volonté de caractériser et modéliser le comportement de ce matériau.

Le protocole expérimental présenté dans ce chapitre est décrit en trois parties. La première présente les étapes de préparation de l'éprouvette monocristalline de cisaillement. La deuxième partie décrit les outils de mesures cinématiques et thermiques utilisés. La dernière partie est consacrée à la description de l'essai de cisaillement.

3.2 Préparation des éprouvettes monocristallines de cisaillement

Les caméras utilisées pour filmer l'éprouvette au cours des essais de cisaillement et de traction pour mesurer la déformation et la température sont des caméras numériques (CCD pour la caméra visible et matrice de détecteurs InSb « antimoniure d'indium » pour la caméra infrarouge). Ces caméras sont équipées d'objectifs de 50 mm ne permettant pas de grossissement des objets. La taille des

grains dans chaque éprouvette devra donc être suffisamment grande pour être compatible avec la résolution spatiale des deux caméras. La taille du pixel est de l'ordre de quelques centièmes de mm pour la caméra visible et de quelques dixièmes pour la caméra infrarouge.

3.2.1 Géométrie des éprouvettes

Les éprouvettes de cisaillement sont caractérisées par une forme parallélépipédique dont la zone cisailée est représentée par la surface hachurée sur la Figure 30-a. La géométrie de cette zone (définie par la longueur de l'éprouvette L et la largeur b de la zone cisailée) joue un rôle important dans la distribution homogène de la déformation dans l'éprouvette. Comme le montre la Figure 30-b, la zone de déformation de cisaillement « homogène » dépend du rapport entre ces paramètres de longueur et de largeur.

Dans le cas où la longueur de l'éprouvette L est inférieure ou égale à la largeur b , la zone de déformation homogène est limitée au centre de l'éprouvette. Cette zone s'allonge quand L devient supérieur à b .

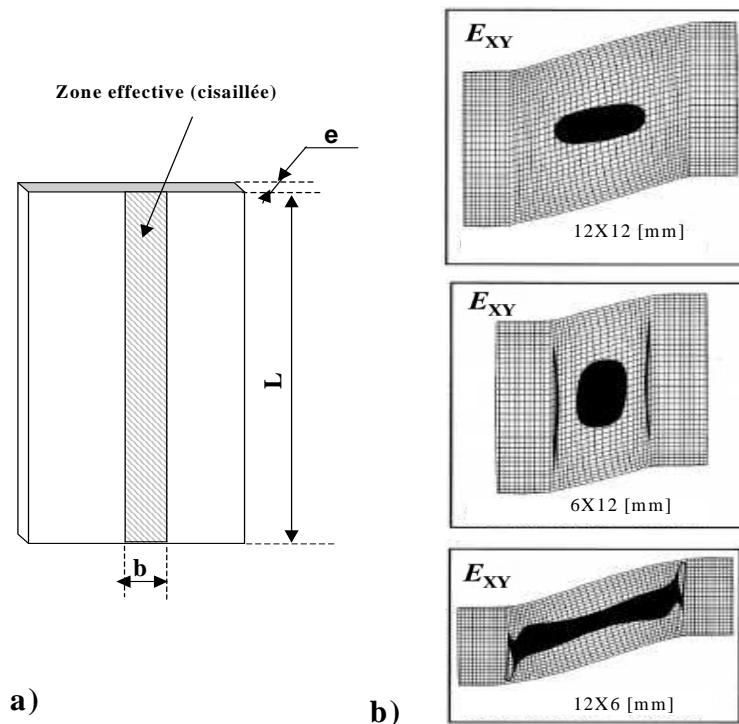


Figure 30 : Description de l'éprouvette de cisaillement : a) géométrie de l'éprouvette ; b) mise en évidence par une simulation éléments finis de la zone « homogène » de déformation de cisaillement. La zone noire représente les éléments ayant une dispersion de la déformation de cisaillement limitée à $\pm 0,005$ de la déformation au centre de l'éprouvette ([74]).

En prenant en compte la nécessité d'avoir une éprouvette présentant une zone maximale de déformation homogène, on définit une géométrie de la zone cisailée selon le critère suivant ([75]) :

$$\frac{b}{L} \leq 10 \quad \text{et} \quad \frac{e}{b} \leq 0,5. \quad (61)$$

Considérant une distance entre les mors de la machine de cisaillement b égale à 2.5 mm, la longueur des éprouvettes, ayant une épaisseur de 1 mm, doit donc être supérieure à 25 mm.

3.2.2 Etapes de préparation des éprouvettes

Afin de déterminer le champ de déformation à la surface de l'éprouvette en utilisant l'outil de mesure de champs cinématiques disponible au sein du laboratoire (logiciel 7D), la largeur b de l'éprouvette doit être supérieure à 2,5 mm pour obtenir un champ d'analyse suffisant. Cela nécessite la production de monocristaux ayant une taille minimale supérieure à 20 mm afin d'obtenir une zone de cisaillement homogène. De plus, l'orientation de ces monocristaux, par rapport à la contrainte de cisaillement appliquée doit être maîtrisée. La modélisation de l'essai de cisaillement présenté dans le chapitre II est réalisée dans des conditions où la contrainte macroscopique est dans le plan du système de glissement actif et la direction de glissement est la direction de cisaillement macroscopique. Afin de valider qualitativement les lois de comportement, nous essayons de reproduire les mêmes conditions lors de l'essai expérimental. On choisit alors une orientation qui favorise l'activation d'un seul système de glissement.

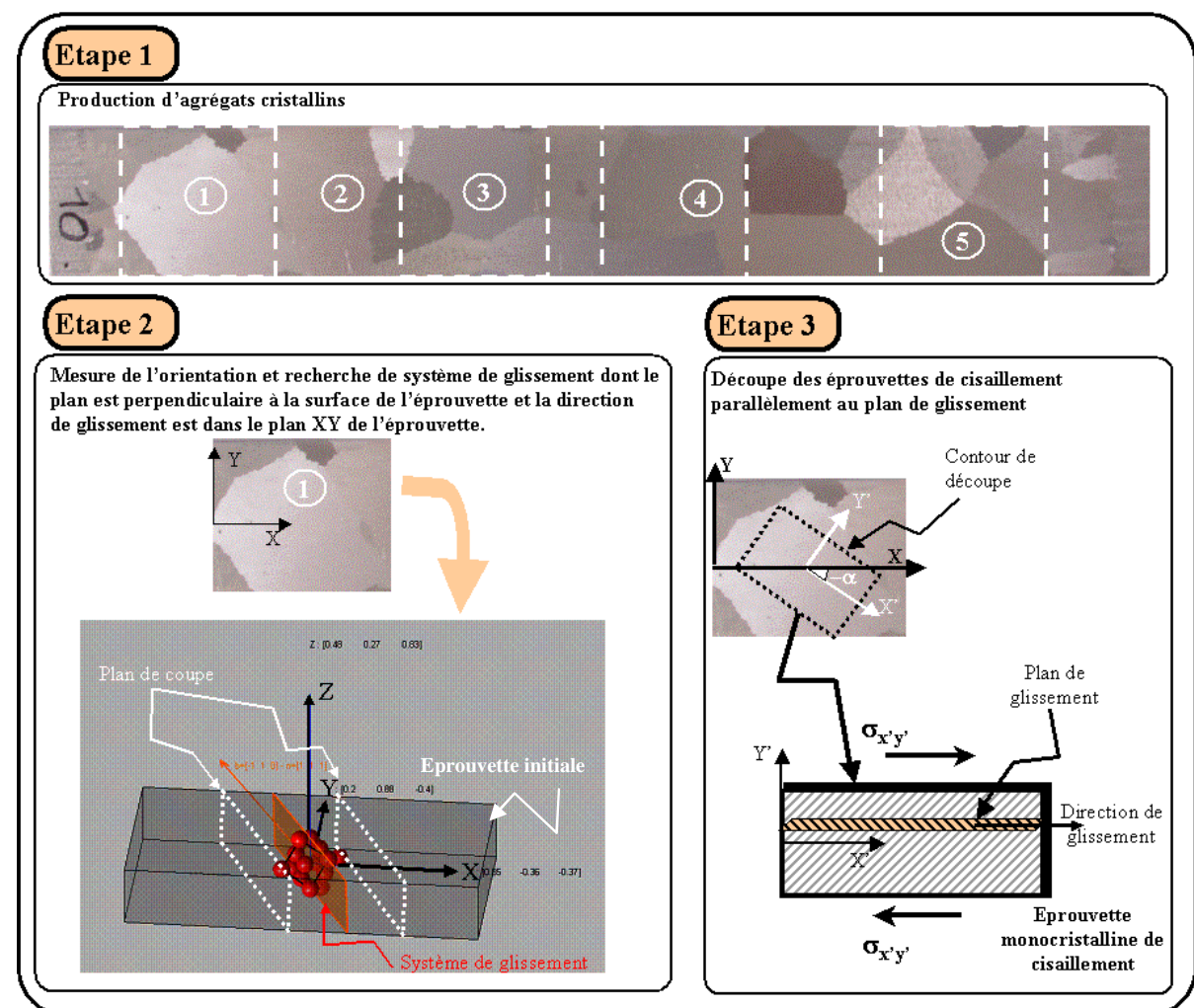


Figure 31 : Etapes de préparation d'une éprouvette monocristalline de cisaillement.

Pour produire les échantillons orientés, une procédure de préparation en trois étapes est suivie (Figure 31). La première étape consiste en la préparation d'éprouvettes multicristallines planes dans lesquelles la taille moyenne des grains est de l'ordre de 30 μm . Ensuite, les orientations des monocristaux dans chaque éprouvette sont mesurées par rapport à un repère lié à l'éprouvette. La découpe des éprouvettes est réalisée de façon à ce que la section cisailée de l'éprouvette soit parallèle à un plan de glissement cristallographique d'un système de glissement, et que la direction de cisaillement macroscopique soit la direction de glissement (Figure 31, Etape 3).

3.2.2.1 Préparation des éprouvettes multicristallines

Les éprouvettes multicristallines comportent au final une dizaine de grains d'orientations différentes sur une seule couche dans l'épaisseur. La production de ces éprouvettes est réalisée à partir de tôles d'aluminium laminées en utilisant une procédure de recristallisation dite d'écrouissage critique ([52]).

Tout d'abord, des échantillons de dimension $221 \times 26 \times 1 \text{ mm}^3$ sont découpés dans une tôle laminée d'aluminium 99,50% (A1050). Ensuite, elles sont soumises à un recuit de restauration afin de restaurer la microstructure et d'effacer les contraintes résultant du laminage. On impose sur ces échantillons une déformation faible pour créer des germes de recristallisation⁵. Un recuit est ensuite effectué après la déformation, et lorsque la température durant le recuit atteint la température de la recristallisation, les germes croissent en formant de nouveaux cristaux, de tailles plus grandes que celle des cristaux initiaux.

Plusieurs paramètres doivent être définis lors de cette procédure de préparation des éprouvettes multicristallines :

- la déformation imposée,
- la température et le temps de recuit de recristallisation,
- la température et le temps de recuit de restauration.

Chacun de ces paramètres a une influence sur la procédure de recristallisation et sur la taille de grains finaux.

L'effet de la déformation imposée apparaît sur la taille des grains. Comme le montre la Figure 32, la structure cristallographique demeure invariante jusqu'à ce que la déformation dépasse un seuil ζ_c nécessaire pour provoquer la recristallisation. A partir de ζ_c de nouvelles structures apparaissent. La taille des grains dans ces nouvelles structures dépend de la déformation. L'obtention d'une taille maximale s'obtient quand le taux de déformation est le plus proche de ζ_c .

⁵ Les germes de recristallisation sont des petites cristallites assez parfaites qui croissent sous l'effet de la température, aux dépens de leurs voisins s'ils présentent des orientations favorables.

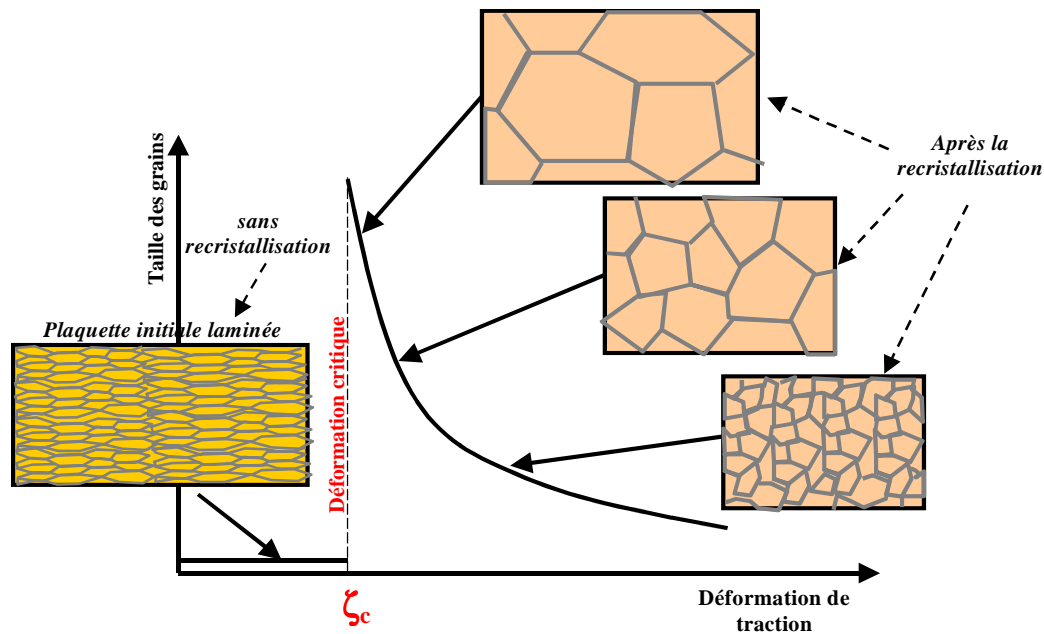


Figure 32 : Taille des grains en fonction du taux de déformation appliqué sur les éprouvettes initiales.

Les effets inhérents à la température et au temps de recuit de recristallisation se manifestent par la présence de défauts tels que l'existence de zones non recristallisées après traitement (Figure 33). Pour éviter ces défauts, deux alternatives sont possibles : augmenter la température de recuit et/ou augmenter le temps de recuit. Dans le cas de l'aluminium, on est limité par la température de fusion (660 C). L'obtention d'une recristallisation totale de l'éprouvette s'obtient alors en augmentant le temps de recuit comme le montre la Figure 33.

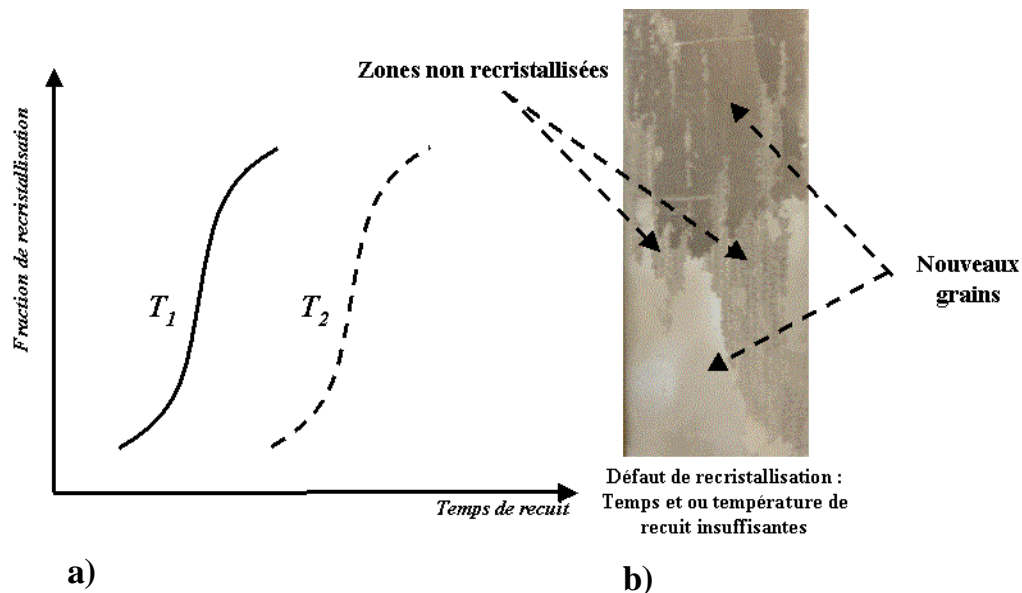


Figure 33 : Effet de la durée de traitement et de la température de recristallisation sur la préparation des éprouvettes multicristallines. a) Fraction de recristallisation en fonction du temps de recuit pour deux températures $T_1 > T_2$. b) Apparition de défauts de recristallisation lorsque le temps et/ou la température de recuit ne sont pas suffisants.

Les valeurs des paramètres de recuit de restauration (durée, température) sont inférieures à celles d'un traitement de recristallisation. Cependant, leurs valeurs augmentent si le matériau initial a subi un taux de déformation élevé⁶. C'est le cas de la tôle d'aluminium utilisée dans le cadre de notre travail.

La microstructure initiale des échantillons influence aussi la taille des grains dans les éprouvettes multicristallines obtenues par la technique d'écrouissage critique. Comme le montre la Figure 34, dans le cas de deux échantillons présentant des diamètres moyens de grains différents, l'obtention de la taille maximale après recristallisation est favorisée par la taille initiale des grains la plus grande [52].

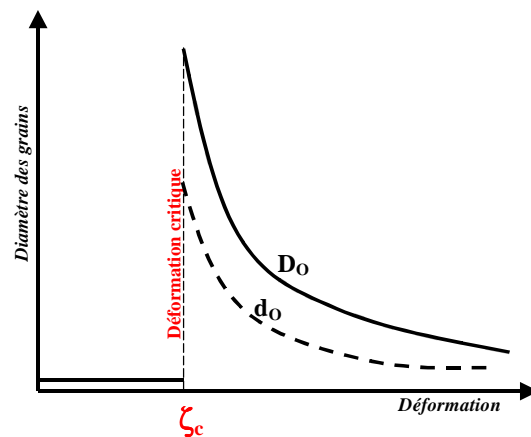


Figure 34 : Taille des grains après la recristallisation, en fonction de la déformation, pour deux tailles de grain initiales différentes $D_0 > d_0$ ([52]).

En prenant en compte l'analyse présentée ci-dessus, nous avons effectué une série d'essais expérimentaux sur des éprouvettes découpées dans des tôles d'aluminium 99,50% afin de mettre au point la procédure de recristallisation par écrouissage critique. Les valeurs des paramètres présentés dans le Tableau 7 assurent l'obtention de la plus grande taille de grains⁷.

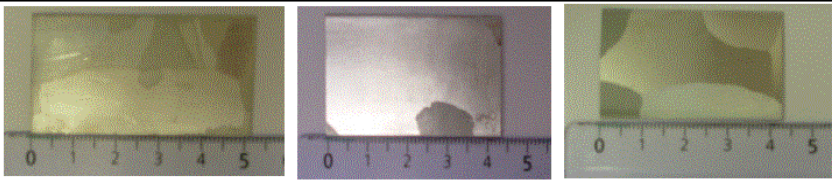
Plaquette initiale d'aluminium 99,50% 220X26X1[mm] ³	Recuit de restauration		Chargement en traction	Recuit de recristallisation	
	Température	Temps		Température	Temps
	550°C	45 min	930 - 1000 [N]	600°C	120 min
Résultats obtenus au niveau de la taille de grains					

Tableau 7 : Paramètres de la recristallisation retenus lors de la préparation des éprouvettes multicristallines par la technique d'écrouissage critique. Ces paramètres permettent d'obtenir des grains ayant un diamètre maximal entre 20 et 50 μ m.

⁶ La température de recuit de restauration dans ce cas est presque égale à la température de recristallisation.

⁷ Afin de comparer la taille de grains à chaque essai, les grains dans les éprouvettes multicristallines sont révélés à l'aide du réactif de Keller (15% HNO_3 , 45% HCl , 15% HF et 25% H_2O).

Commentaire

La préparation des éprouvettes multicristallines par la méthode de recristallisation par l'écrouissage critique est difficile à mettre au point. La difficulté provient de la méthode expérimentale de détermination des paramètres optimums de recristallisation. Le changement de nuance d'aluminium ou de la méthode de production des tôles nécessitent de nouvelles expériences afin de déterminer les nouveaux paramètres. Cependant, cette méthode permet de fournir des éprouvettes multicristallines planes. Les grains dans ces éprouvettes sont de taille centimétrique (diamètre moyen 30 mm). De plus, elles ont une forme et des orientations diverses. Cela facilite le choix des éprouvettes monocristallines à découper pour l'essai de cisaillement.

3.2.2.2 Mesure de l'orientation cristallographique

A partir des éprouvettes multicristallines, nous choisissons les monocristaux ayant un diamètre supérieur à 40 mm. Ces monocristaux sont découpés suivant les axes principaux de l'éprouvette multicristalline initiale (cf Figure 31). Ensuite, ils sont orientés par rapport à ces axes.

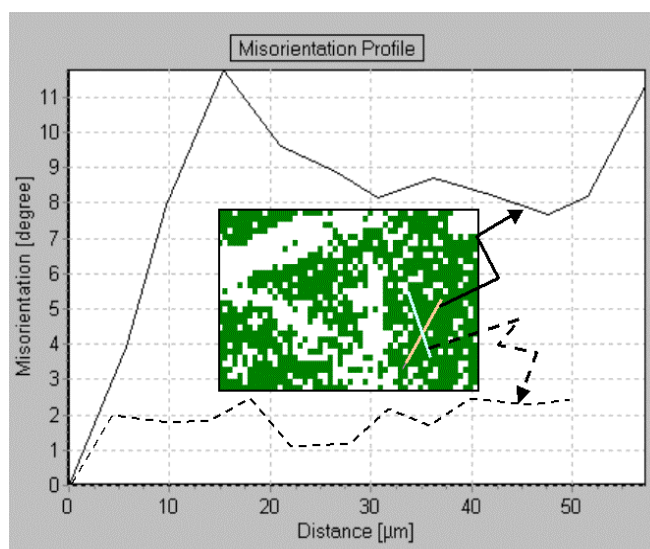


Figure 35 : Mesure de désorientations dans un monocristal d'aluminium 99,50% préparé par la technique d'écrouissage critique.

L'orientation de chaque monocristal est mesurée par microscope électronique à balayage en utilisant l'analyse des clichés de diffraction des électrons rétro-diffusés (EBSD). Contrairement à ce que laisse supposer l'observation optique, la mesure de l'orientation en différents points de l'éprouvette monocristalline⁸ révèle des orientations différentes (Figure 35). Cette différence peut avoir comme origine un phénomène de restauration de la microstructure dit de polygonisation (Figure 36). Ce phénomène est décrit par le regroupement de dislocations dans des murs délimitant des cellules dans lesquelles la densité de dislocations est plus faible. Au cours du recuit, les murs s'affinent en parois et les cellules se définissent de plus en plus précisément. Les grains initiaux sont donc divisés en sous grains légèrement désorientés les uns par rapport aux autres.

⁸ L'éprouvette est considérée monocristalline en se fondant sur une observation visuelle après la révélation du grain par l'attaque chimique de la surface de l'éprouvette à l'aide du réactif de Keller.

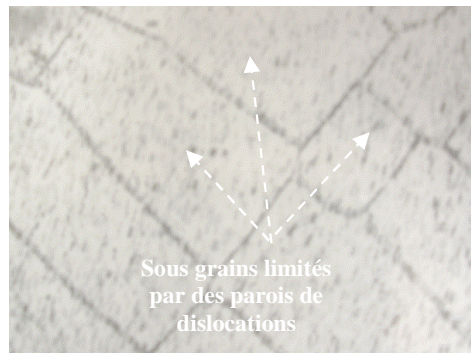


Figure 36 : Polygonisation dans un monocrystal d'aluminium 99,99% [52].

Les parties non colorées de l'image (Figure 35) en surimpression mettent en évidence une fraction de la surface mesurée dont les orientations ne peuvent pas être déterminées. En effet, les monocristaux d'aluminium sont très ductiles. Sachant que la surface de ces monocristaux est de l'ordre de 1200 mm^2 , le polissage de ces éprouvettes est très difficile. Cela rend donc la mesure d'orientation très délicate.

Nous considérons dans ce travail uniquement des monocristaux ayant des désorientations maximales de 4° . Dans ce cas, on définit l'orientation de chaque monocrystal comme l'orientation moyenne mesurée par EBSD.

3.2.2.3 Découpe des éprouvettes de cisaillement

L'orientation des axes cristallographiques par rapport aux axes macroscopiques des monocristaux est déterminée à l'étape précédente. Elle est définie au moyen des angles d'Euler (ϕ_1 , ϕ et ϕ_2). L'objectif de cette étape est la découpe de l'éprouvette monocristalline de façon à ce que les nouvelles orientations induites par la découpe conduisent à l'activation d'un seul système de glissement sous l'effet du chargement de cisaillement.

A partir des angles d'Euler, nous déterminons, pour chaque monocrystal, les orientations des systèmes de glissement par rapport au repère macroscopique (Figure 37). Parmi les systèmes de glissement disponibles, nous identifions celui pour lequel le plan de glissement est perpendiculaire à la grande surface du monocrystal, et le vecteur de Burgers lui est parallèle. Dans le cas du monocrystal présenté sur la Figure 37, c'est le système D6. La découpe de l'éprouvette de cisaillement est effectuée pour que ce système puisse être activé lors du cisaillement appliqué à l'éprouvette.

L'éprouvette monocristalline de cisaillement est découpée, dans un premier temps, suivant des plans parallèles au plan de glissement (Figure 38-b). La distance entre les plans de découpe est $b+14 \text{ mm}$. La valeur 14 présente les parties de l'éprouvette nécessaires pour la fixer dans les mors. Ensuite, elle est découpée selon des plans perpendiculaires au plan de glissement, dont la distance entre ces plans est 21 mm .

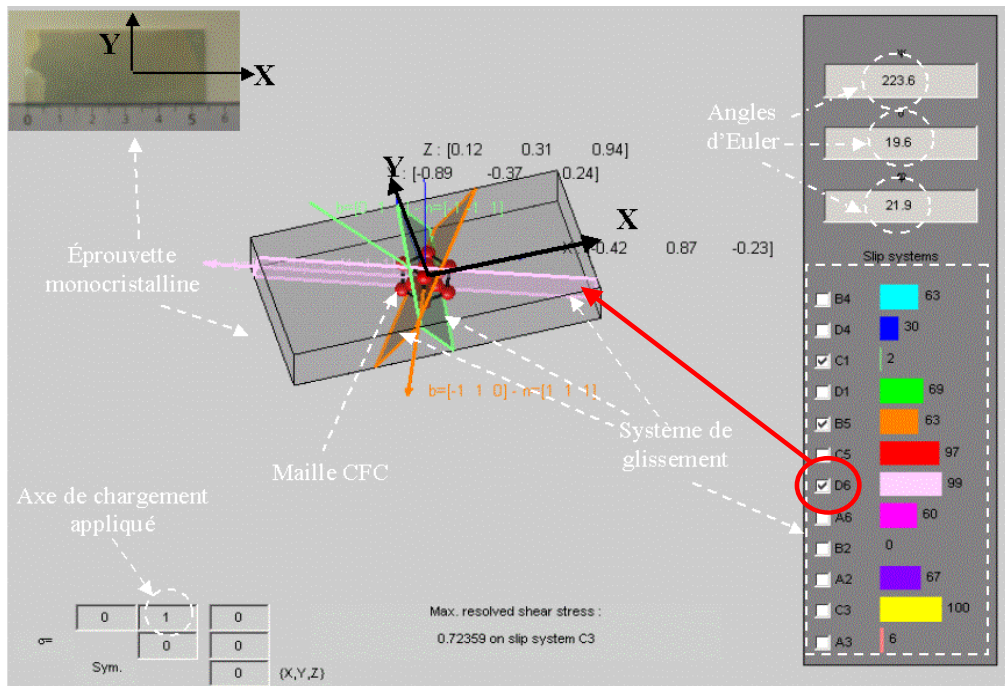


Figure 37 : Interface graphique permettant de déterminer les configurations des systèmes de glissement par rapport aux axes macroscopiques du monocristal [14].

Commentaire

Il n'est pas évident de trouver un système de glissement dont le plan de glissement est perpendiculaire au plan de la tôle et la direction de glissement parallèle à la surface principale dans tous les monocristaux produits par la technique d'érouissage critique. Sur 6 monocristaux, seulement deux monocristaux présentent des systèmes dont le plan de glissement est perpendiculaire à la surface de l'éprouvette et le vecteur de Burgers lui est parallèle. Pour chaque éprouvette, il est donc nécessaire de vérifier la configuration de tous les systèmes de glissement afin de choisir la meilleure configuration.

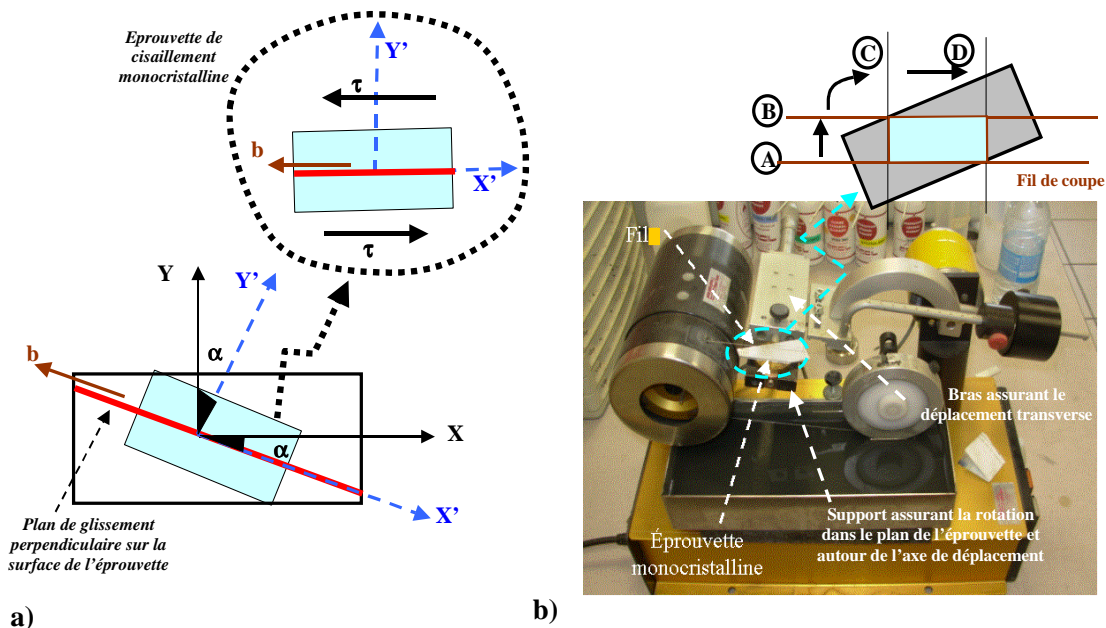


Figure 38 : Procédure de découpe de l'éprouvette monocristalline de cisaillement :
a) détermination du profil de découpe, b) réalisation de la découpe par scie à fil.

3.3 Préparation de la machine de cisaillement

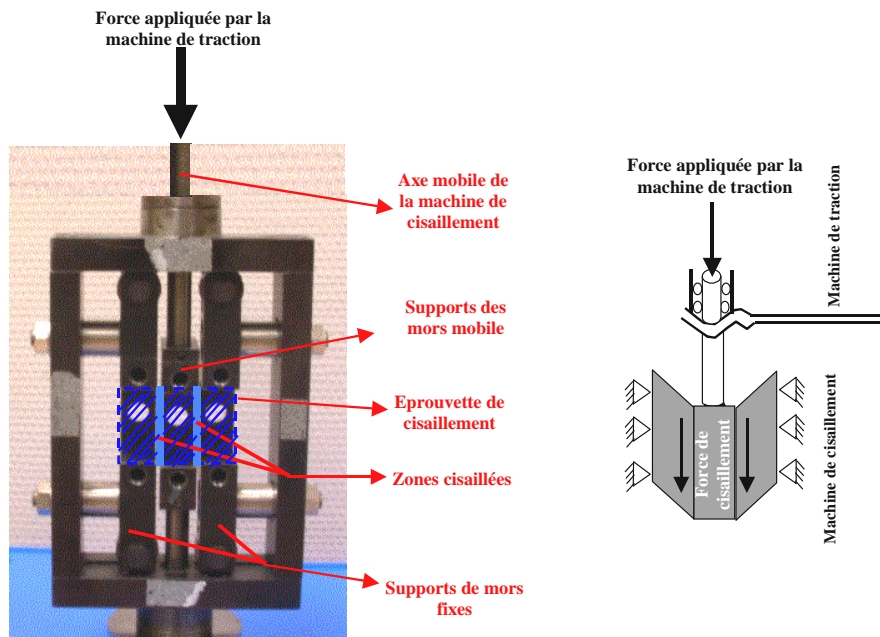


Figure 39 : Machine de cisaillement, Miyaushi [76], prêtée par E. Rauch, SIMAP - Grenoble.

Les essais de cisaillement sont effectués en utilisant une machine de cisaillement fabriquée par Miyaushi ([76]) (SIMAP – Grenoble). Le principe est de transmettre à l'éprouvette de cisaillement la force appliquée par la machine de traction. A l'origine, cette machine est destinée à réaliser des essais de cisaillement double monotones. Comme le montre la Figure 39, les éprouvettes sont alors sous forme rectangulaire composées de trois parties, préparées pour la fixation dans les mors et séparées par deux zones de cisaillement. L'axe mobile de la machine de cisaillement transmet le déplacement de la machine de traction à la partie mobile. Cela provoque une déformation de cisaillement dans les parties de l'éprouvette entre les mors fixes et mobile.

Dans la perspective d'effectuer des essais de cisaillement cyclique, certaines modifications ont été réalisées. Comme le montre la Figure 40, des systèmes de fixation qui permettent, d'un côté d'attacher la base de la machine de cisaillement à la table de la machine de traction (9), INSTRONTM 5569, et de l'autre côté, de transmettre le déplacement de la traverse de la machine de traction à l'axe mobile de la machine de cisaillement dans les deux sens de chargement (traction-compression) ont été ajoutés.

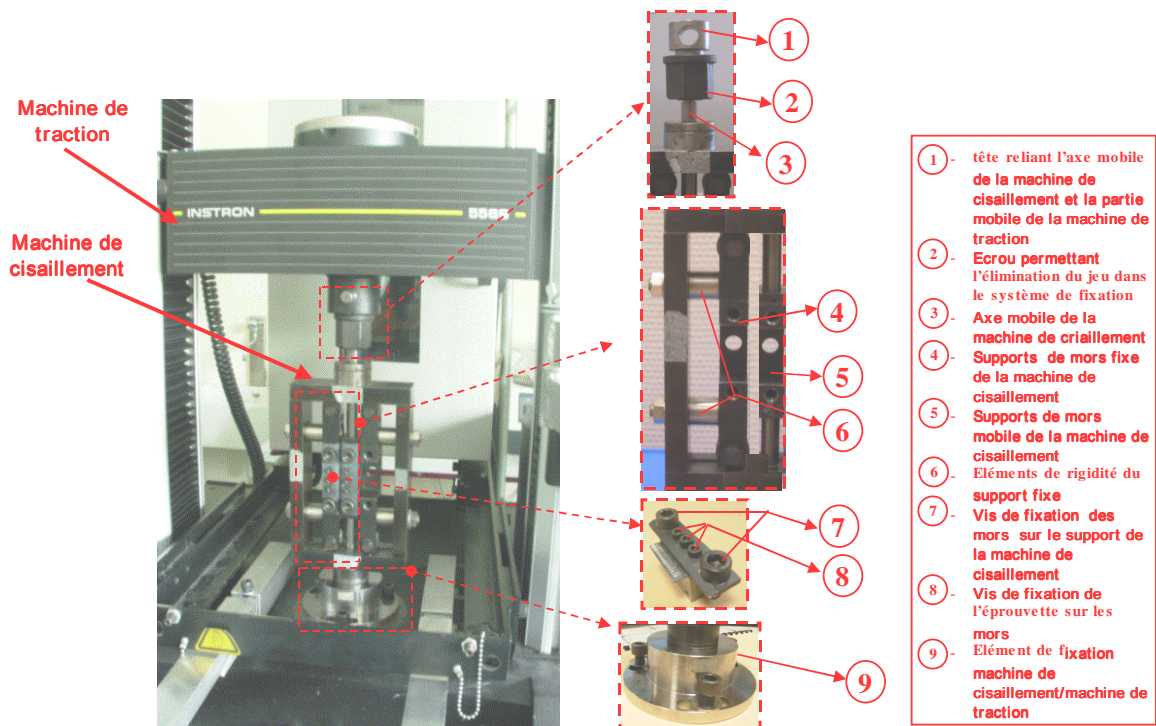


Figure 40 : Installation de la machine de cisaillement sur la machine de traction afin de réaliser un essai de cisaillement cyclique.

L'axe mobile de la machine de cisaillement (3) est relié à la partie mobile de la machine de traction en utilisant un élément de fixation (1) par goupille. Afin de transmettre les mêmes déplacements imposés par la machine de traction, un écrou (2) est ajouté sur le système de fixation en tête de la machine de cisaillement pour éliminer le jeu.

La distance entre le support du mors fixe (4) et celui du mors mobile (5) détermine la largeur de la zone cisailée de l'éprouvette (cf Figure 30). Cette distance est réglée via les éléments de rigidité du support fixe (6) en utilisant trois épaisseurs de rondelles qui donnent des zones de cisaillement de largeurs 2,5, 3 et 4 [mm].

Deux caméras numériques sensibles au spectre standard et infrarouge sont utilisées pour filmer l'éprouvette au cours de l'essai. Cela nécessite un champ d'analyse large permettant d'obtenir des photos nettes. Comme le montre la Figure 41-b, le système initial de fixation de l'éprouvette sur les mors n'est pas adapté à ce besoin. Pour cela, un nouveau système de fixation est proposé. La hauteur des parties supérieures des mors (H) est diminuée et ces parties sont chanfreinées afin d'élargir le champ de vision.

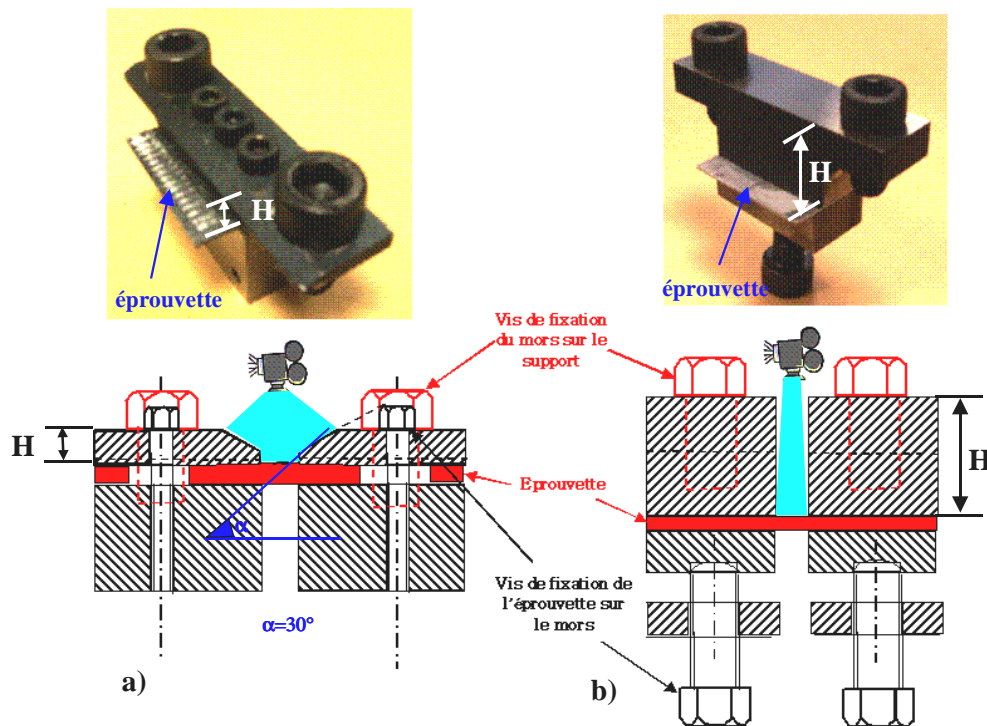


Figure 41 : Système de fixation de l'éprouvette sur les mors : a) nouveau système de fixation permettant d'obtenir un champ de vision plus large que celui de l'ancien système ([76]) illustré sur (b).

3.4 Outils de mesure utilisés

Nos objectifs sont de valider le modèle de comportement du monocristal. Cela peut être réalisé par la validation du comportement mécanique global (courbe contrainte-déformation moyenne) et/ou par des validations avec des champs locaux de déformation, de température et de sources de chaleur.

On présente ci-après les outils utilisés pour obtenir ces données expérimentales.

3.4.1 Mesure de champs cinématiques

Afin de déterminer les champs de déplacements et de déformations, un outil numérique fondé sur la technique de corrélation d'images numériques est utilisé. Cet outil a été développé, dans le laboratoire, par Pierre Vacher, Stéphane Dumoulin et TERENCE Coudert ([77], [8], [78]). Cette technique consiste à calculer le champ de déplacements à partir d'une corrélation de niveaux de gris aléatoires déposés au préalable sur une surface plane. Comme le montre la Figure 42, le principe se décrit par l'application d'une grille numérique virtuelle composée de carrés (10x10 pixels généralement) sur l'image initiale de la surface filmée (image de la surface non déformée considérée comme l'image de référence). Sur chacun des sommets de ces carrés on applique un motif centré (10x10 pixels généralement) qui est recherché d'une image à l'autre (images de surface déformée). Pour cela, le coefficient de corrélation entre le motif dans l'image initiale et la zone supposée correspondante dans l'image déformée est calculé pour différentes positions de cette zone. La ressemblance entre le motif et une zone est bonne lorsque le coefficient de corrélation est optimal (minimal).

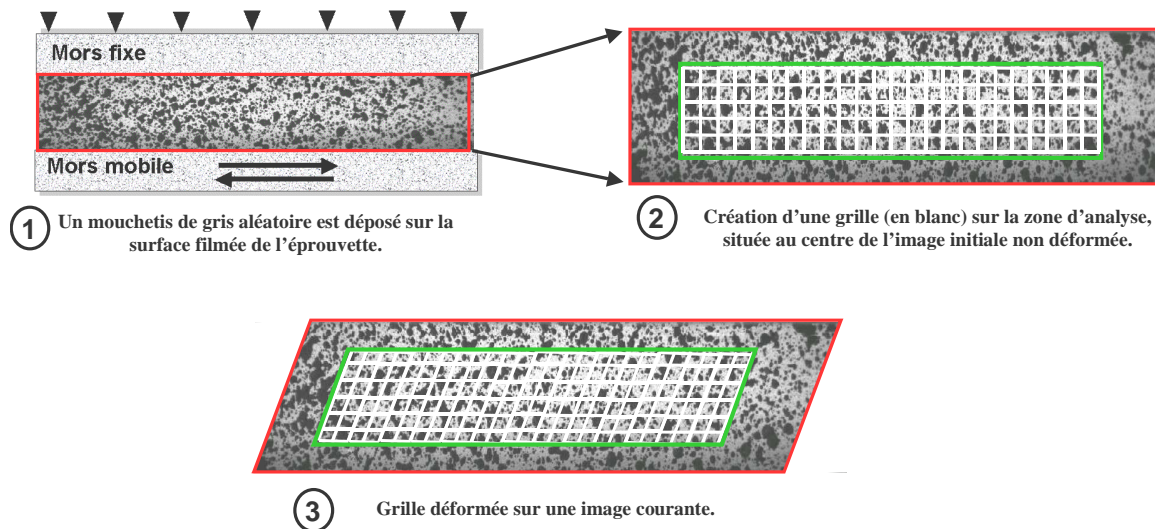


Figure 42 : Détermination des champs de déformation par la méthode de corrélation d'images.

Le motif aléatoire sur la surface plane de l'éprouvette (appelé mouchetis) est créé en utilisant successivement une bombe de peinture blanche et bombe de peinture noire.

Les images visibles sont acquises au cours des essais avec une caméra numérique noir et blanc de marque Hamamatsu (modèle MX12). La fréquence maximale est de 9Hz, avec une résolution spatiale de 1024x1024 pixels et des niveaux de gris codés sur 16 bits.

La technique de mesure de champ de déformation par corrélation d'images, permet de déterminer la déformation en tout point de la surface de l'éprouvette avec une précision qui dépend de la qualité des images, de l'amplitude des déplacements et de la taille de la grille de corrélation. Pour des images de bonne qualité et pour des déformations inférieures à 5% la précision de la mesure des déplacements est de l'ordre du centième de pixel. Ainsi, avec une grille de 10x10 pixels on atteint une précision en déformation de l'ordre de $\pm 0,1\%$, avec une résolution spatiale de 100 points de mesure environ. Cette précision pouvant être accrue d'un coefficient 5 en prenant une grille de 50x50 pixels, mais avec une résolution spatiale cinq fois plus faible. Pour plus de détails sur cette technique et sa qualification par différents types des essais, le lecteur est invité à consulter les références suivantes [8], [77] [78].

3.4.2 Mesure de champs thermiques et estimation des sources de chaleur

La détermination des variations de température, à la surface de l'éprouvette lors d'un essai mécanique, est effectuée à l'aide d'une caméra infrarouge. Ces informations, de type thermodynamique, fournissent des données expérimentales complémentaires utiles à l'analyse du comportement du matériau et à la validation des lois de comportement. Les champs thermiques mesurés servent à une

estimation des sources de chaleur mises en jeu lors de la déformation du matériau. Cette estimation s'obtient à partir de l'équation de diffusion de la chaleur appliquée aux informations de température extraites des images de la caméra thermique (cf [79] et [80]).

Ces sources de chaleurs expérimentales peuvent ensuite servir à faire des bilans de puissances ou d'énergies afin d'estimer la part de l'énergie mécanique fournie qui est dissipée en chaleur ou qui est bloquée par le matériau. De telles estimations peuvent enfin être confrontées à des résultats obtenus par les modèles de comportement du matériau. Si ce dernier est essentiellement élastoplastique les sources de chaleur sont à relier à la puissance volumique dissipée (dissipation intrinsèque) par le matériau.

Nous rappelons dans un premier temps l'équation de diffusion. Ensuite, nous présentons l'expression qui lie la variation de la température sur une surface plane aux sources de chaleur.

Pour plus de détails sur les outils de mesure par thermographie infrarouge, les dispositifs d'acquisition associés et la détermination de sources de chaleur, voir les références [79], [81], [82], [83].

3.4.2.1 Equation de diffusion de la chaleur

Une formulation de l'équation de chaleur est donnée par :

$$\rho C \dot{T} + \text{div}(\vec{q}) = w'_{ch} + r . \quad (62)$$

Le membre gauche de l'équation de chaleur désigne le taux d'absorption ou désorption de chaleur ($\rho C \dot{T}$) et les variations dans l'espace du flux de chaleur dues aux fuites thermiques par conduction dans le milieu ($\text{div}(\vec{q})$). Alors que le membre de droite présente la densité volumique des sources de chaleur d'origine mécanique (w'_{ch}) et le taux de chaleur volumique fourni par l'extérieur (r).

Plusieurs sources de chaleur d'origine mécanique sont définies et sont reliées par la décomposition suivante :

$$w'_{ch} = w'_c + w'_{ctm} , \quad (63)$$

où w'_c représente la puissance volumique dissipée (dissipation intrinsèque) et w'_{ctm} désigne l'ensemble des puissances liées aux couplages thermomécaniques.

L'équation ci-dessus montre que les sources de chaleurs sont activées à la fois par la dissipation intrinsèque et par les termes de couplages thermomécaniques. L'importance de ces deux termes varie selon le comportement du matériau et le type de sollicitations. Dans le cas d'un matériau métallique tel que l'aluminium, déformé à froid, le couplage thermomécanique s'exprime uniquement par le terme de thermo-élasticité.

3.4.2.2 Bilan énergétique

Considérant une structure (éprouvette) qui occupe à un instant t un domaine Ω , l'énergie globale nécessaire à la déformation de ce matériau W_{ext} se décompose en une partie élastique W_e et en une partie inélastique W_a :

$$W_{ext} = W_a + W_e . \quad (64)$$

Chacun de ces termes peut être exprimé en fonction de la densité volumique des puissances associées par :

$$\begin{aligned} W_a &= \int_{t_0}^t \left(\int_{\Omega} w'_a dv \right) dt = \int_{t_0}^t \left(\int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_p dv \right) dt , \\ W_e &= \int_{t_0}^t \left(\int_{\Omega} w'_e dv \right) dt = \int_{t_0}^t \left(\int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_e dv \right) dt . \end{aligned} \quad (65)$$

Une partie de l'énergie anélastique se transforme en chaleur (W_c) alors qu'une autre partie reste bloquée dans le matériau (W_b) :

$$W_a = W_c + W_b . \quad (66)$$

L'énergie bloquée W_b est utilisée par le matériau afin de modifier sa microstructure.

La quantité de chaleur mise en jeu est notée W_{ch} , elle est déterminée à partir de la densité volumique de sources de chaleur par :

$$W_{ch} = \int_{t_0}^t \left(\int_{\Omega} w'_{ch} dv \right) dt = W_c + W_{ctm} , \quad \text{avec} \quad W_{ctm} = \int_{t_0}^t \left(\int_{\Omega} w'_{ctm} dv \right) dt , \quad (67)$$

où W_{ctm} désigne l'énergie associée aux couplages thermomécaniques.

3.4.2.3 Passage des températures aux sources de chaleur

Nous présentons dans cette partie la formulation bidimensionnelle de l'équation de chaleur qui permet de déterminer les sources de chaleur à partir des variations de température mesurées sur une surface plane. Dans ce cadre, plusieurs hypothèses sont adoptées :

- Le flux de chaleur par conduction s'écrit sous forme $\vec{q} = -k \overrightarrow{\text{grad}T}$, où k est le coefficient de conduction supposé constant, indépendant de la température et de l'état d'écrouissage du matériau.
- La chaleur spécifique est considérée comme constante.
- La température de la salle de l'essai T_e est supposée uniforme et constante pendant tout l'essai.
- Le taux de chaleur volumique r fourni par le milieu extérieur est considéré indépendant du temps : $r = -k \Delta T_0$, où $T_0 = T_e$ est la température initiale supposée uniforme sur l'éprouvette.
- La température à la surface de l'éprouvette est supposée proche de la température moyenne dans l'épaisseur (épaisseur faible devant les autres dimensions de l'éprouvette).
- Les sources de chaleur sont supposées homogènes dans l'épaisseur de l'éprouvette.

En prenant en compte les hypothèses ci-dessus, l'équation de diffusion de la chaleur devient [79] :

$$\rho C \left[\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\theta}{\tau_{th}} - d_{th} \Delta_2 \theta \right] = w'_{ch} , \quad (68)$$

où θ est la variation de la température ($\theta = T - T_0$) entre la température de surface T et la température initiale T_0 supposée uniforme. Le coefficient d_{th} représente la diffusivité thermique ($d_{th} = \frac{k}{\rho C}$), $\Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2}{\partial^2 y}$ et τ_{th} est la constante de temps des fuites thermiques par convection et par rayonnement sur les faces avant et arrière de l'éprouvette. Ce terme est évalué expérimentalement.

Les champs de sources de chaleur w'_{ch} sont ensuite estimés en remplaçant dans le membre gauche de l'équation ci-dessus les champs de température mesurés. L'application d'opérateurs différentiels à des données expérimentales bruitées est très délicate. Des traitements spécifiques, nécessitant des filtrages spatio-temporels des images thermiques, sont nécessaires. Pour plus de détails sur ces traitements, voir références [79] et [80].

3.4.3 Commentaires

Les dispositifs de mesure utilisés lors des essais (mesures globales d'effort et de déplacement, systèmes acquisition d'images thermiques et cinématiques) sont pilotés par des unités indépendantes (Figure 43). Les données enregistrées par chacun de ces 3 systèmes d'acquisition sont représentées en fonction du temps. Il est donc essentiel de définir les images numériques et thermiques initiales correspondant à $t=0$ de la machine de traction.

Comme le montre la Figure 43, la caméra visible est positionnée de telle sorte que son axe optique soit normal à la surface observée. Une très légère désorientation de la caméra infrarouge est tolérée car le rayonnement thermique est peu sensible, pour un corps noir, à la direction d'observation (à condition de rester dans la limite de $\pm 45^\circ$ par rapport à la normale).

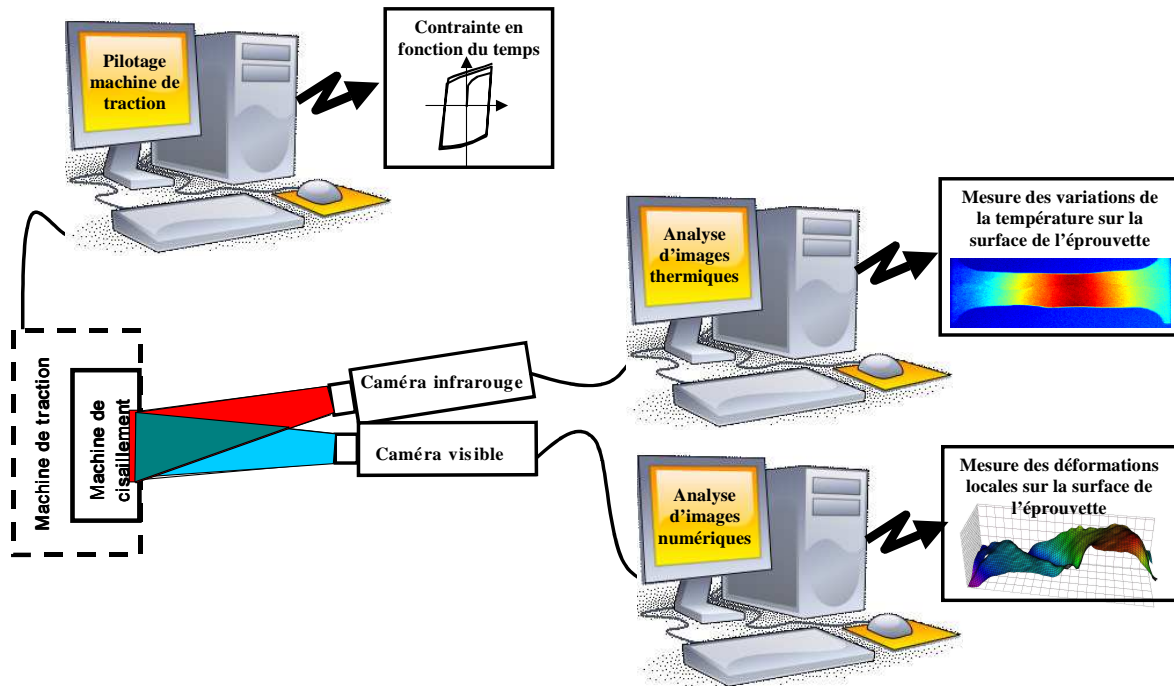


Figure 43 : Schématisation des outils de mesures expérimentaux utilisés lors de l'essai mécanique.

Dans le cas de l'essai de cisaillement proposé dans ce chapitre, la surface de contact entre l'éprouvette et les mors ($4 \times 60 \text{ mm}^2$) représente 85% de la surface totale de l'éprouvette. Sachant que les mors ne sont pas isolés de l'éprouvette, la diffusion de chaleur dans les mors est très importante (Figure 44). De plus, les sources de chaleur associées à la déformation de monocristaux d'aluminium sont faibles. Ces deux effets combinés devraient conduire à de très faibles variations de température lors des essais de cisaillement. Aussi nous avons décidé de ne pas réaliser durant les essais de cisaillement de mesures de champs thermiques et avons réservé ce type de mesure aux seuls essais de traction (voir chapitre IV).

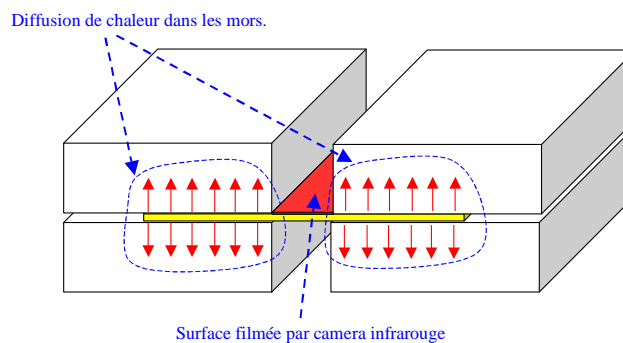


Figure 44 : Dissipation de chaleur dans les mors lors de l'essai de cisaillement.

3.5 Mise au point de l'essai de cisaillement

Plusieurs difficultés ont été rencontrées lors de la mise au point de l'essai de cisaillement. Ces difficultés proviennent de nombreux facteurs notamment liés à la construction de la machine de cisaillement et au type de machine de traction utilisée.

A l'aide de l'outil 7D d'analyse d'images, nous avons pu mettre en évidence les défauts liés aux jeux de la machine. Ainsi, la mesure de déformation locale (obtenue avec 7D), contrairement à sa mesure globale, révèle la présence de jeux et de souplesses dans le montage par des écarts importants entre ces deux mesures (Figure 45). La mesure locale montre également l'influence des jeux par rapport à la direction de chargement (l'effet des jeux en traction est plus important qu'en compression). Des précautions ainsi que des améliorations apportées à la machine ont été prises afin de réduire ces jeux.

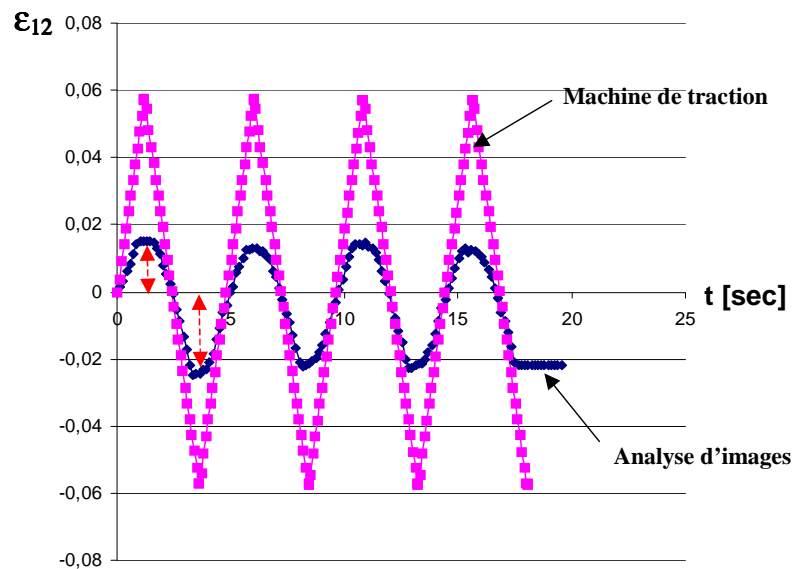


Figure 45 : Mise en évidence des jeux et des souplesses de la machine par les écarts entre les mesures locales et globales de déformation lors d'un essai de cisaillement.

Un autre type de défaut provient du glissement des éprouvettes dans les mors. Il a été identifié à l'aide des mesures de champs cinématiques. Au cours de l'essai, la surface de l'éprouvette serrée dans les mors s'écrase dans certaines zones en provoquant une réduction de la force de maintien de l'éprouvette. La solution proposée pour ce type de défaut serait de réaliser un moletage plus fin des mors afin d'obtenir la meilleure répartition de la force de maintien sur l'éprouvette.

Par ailleurs, nous avons observé des différences assez importantes sur l'évolution de la déformation (locale) de cisaillement ϵ_{12} au cours des cycles (Figure 46). Cette déformation, selon la zone choisie sur l'éprouvette, change au cours des cycles alors que le chargement imposé (déplacement traverse) conserve une amplitude constante. Cette observation peut être liée à une évolution différente de la déformation dans l'éprouvette selon la zone considérée, due à une distribution non homogène de la déformation dans l'éprouvette.

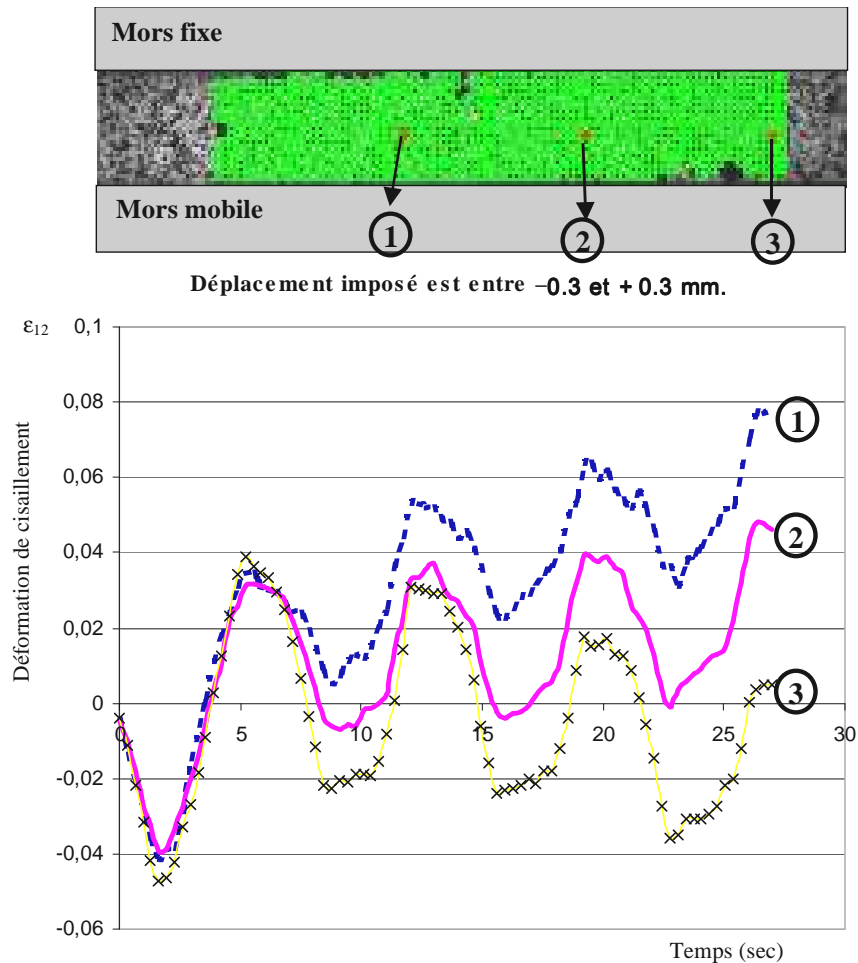


Figure 46 : Evolutions de la déformation locale en différents points d'une éprouvette d'aluminium 99,50% déformée en cisaillement cyclique pendant 4 cycles présente une dérivation après le premier cycle.

Les mesures de champs de déformation permettent également de déterminer l'homogénéité ou l'hétérogénéité de la déformation à la surface de l'éprouvette au cours de l'essai de cisaillement. Nous avons rappelé, au début de ce chapitre, qu'un essai de cisaillement ne pouvait être considéré comme homogène que dans une partie seulement de son volume, située près du centre et dont l'étendue dépend de la géométrie de la zone cisailée. La Figure 47 présente une cartographie des champs de directions principales de déformation déterminées lors de deux essais. La déformation, lors du premier (Figure 47-a) est beaucoup plus hétérogène que celle mesurée lors du second essai (Figure 47-b). Les causes de ces hétérogénéités sont multiples et peuvent être liées aux conditions limites (pression des mors) ou au comportement du monocristal ou multicristal sollicité. Dans le cas des deux essais présentés ici, les caractéristiques différentes des deux monocristaux testés ont généré des différences importantes sur le champ de déformation de cisaillement.

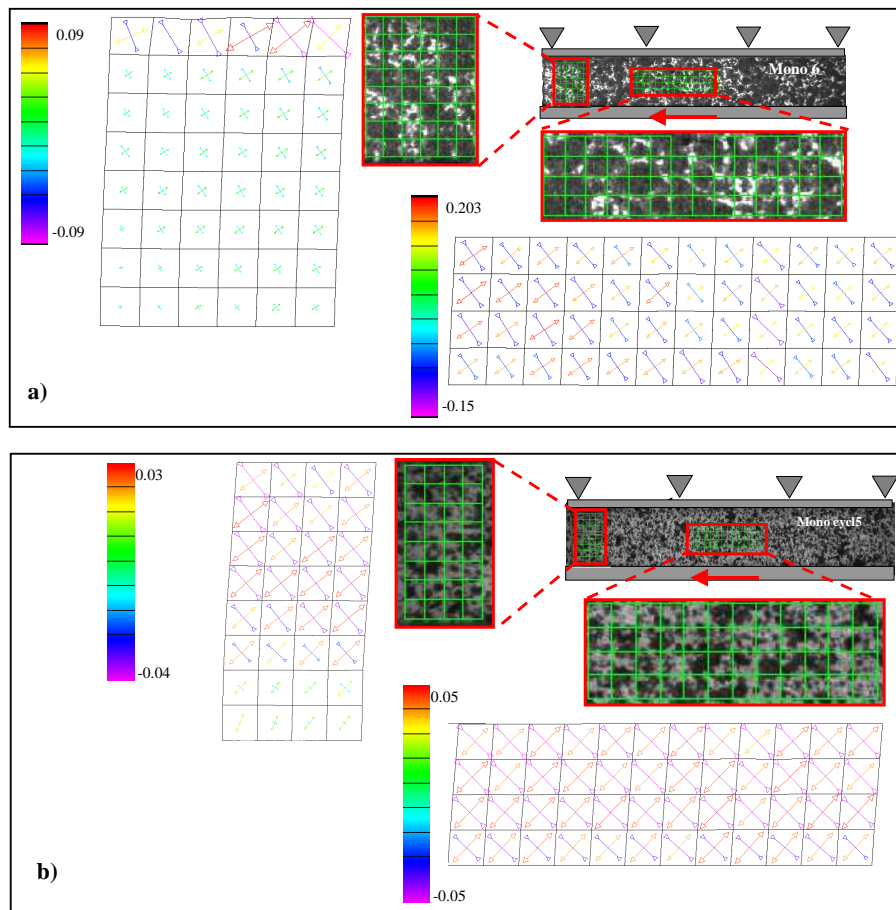


Figure 47 : Champs de déformations principales de Green Lagrange dans deux éprouvettes monocristallines d'Al 99,5% déformées en cisaillement. Ces champs montrent une hétérogénéité plus importante dans l'éprouvette (a) que dans l'éprouvette (b). De plus une hétérogénéité importante de déformation est relevée sur la zone proche du bord de chaque éprouvette.

Comme le montre la figure précédente, il vaut mieux utiliser pour déterminer la déformation lors de l'essai de cisaillement, les points situés au centre de l'éprouvette. Ces points présentent généralement une déformation homogène. Ainsi, les valeurs de déformation de cisaillement qui seront présentées par la suite, seront obtenues en faisant la moyenne des déformations locales dans la zone centrale de l'éprouvette (Figure 48).

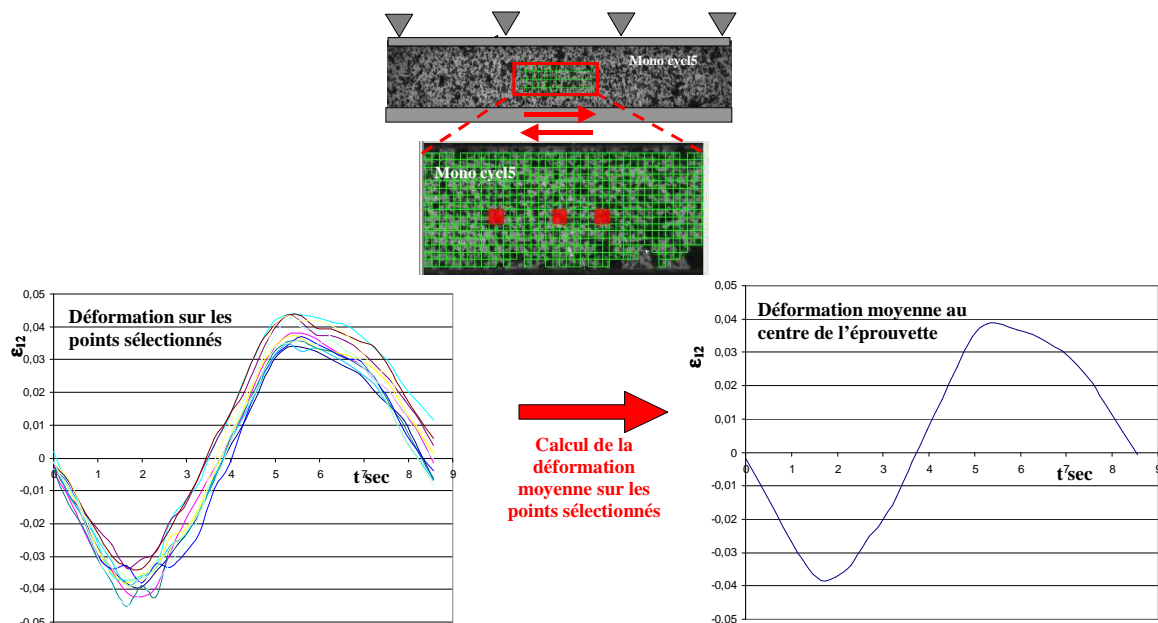


Figure 48 : Histoire de la déformation d'une éprouvette d'aluminium 99,50% déformée en cisaillement, au cours du premier cycle. Cette déformation est calculée par la moyenne des déformations des points situés au centre de l'éprouvette.

3.6 Courbes de cisaillement cyclique

Cette partie présente les réponses contrainte-déformation obtenues lors de l'essai de cisaillement cyclique sur une éprouvette monocristalline d'aluminium 99,50% ayant une longueur de 21 mm, une largeur cisailée de 2,5 mm et une épaisseur de 1,1 mm. L'orientation de ce monocristal favorise l'activation d'un seul système de glissement tel que décrit sur la Figure 38. Le déplacement imposé sur le mors mobile varie entre $-0,3$ et $+0,3$ mm pendant 4 cycles afin d'obtenir une déformation globale cyclique de $-0,1 < \epsilon_{12} < +0,1\%$. La vitesse de déplacement imposée à la traverse est de 10 mm/min, ce qui correspond à une vitesse de déformation moyenne imposée de $\dot{\epsilon}_{moyen} = 0,067 \text{ s}^{-1}$. A cause des jeux et des souplesses du montage évoqués précédemment, la mesure de la déformation réalisée par 7D au cours de premier cycle (Figure 49) montre une variation de la déformation entre $-0,033$ et $+0,033\%$.

Suite à l'étude détaillée dans le paragraphe précédent, la zone d'analyse a été limitée au centre de l'éprouvette. Dans cette zone, la déformation est considérée comme quasi-homogène (Figure 47-b).

La Figure 49 présente l'évolution de la déformation moyenne déterminée dans les points de la zone centrale de l'éprouvette monocristalline. On constate sur cette figure une dérive de la déformation à partir du deuxième cycle. Cette dérive provient de l'activation d'un jeu dans le système de fixation de l'éprouvette dans les mors après le premier cycle. Nous avons donc décidé de limiter notre analyse au premier cycle.

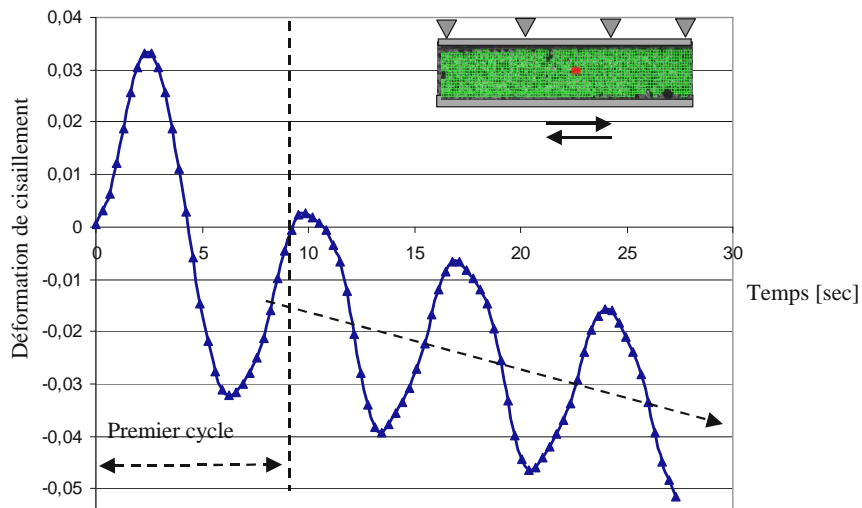


Figure 49 : Mesure locale (voir point sélectionné sur l'image en haut) de déformation de cisaillement sur un monocristal d'Al 99,50% obtenue par analyse d'images, présentant au cours de l'essai de cisaillement cyclique une dérive après le premier cycle.

L'évolution de la contrainte en fonction de la déformation, lors de l'essai est présentée sur la Figure 50. La première courbe (a) décrit l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation locale mesurée par 7D alors que la deuxième (b) présente la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation globale obtenue à partir de la traverse. Ces tracés montrent encore une fois l'intérêt de disposer de l'information locale de déformation afin de supprimer les effets combinés des jeux et de la souplesse de la machine.

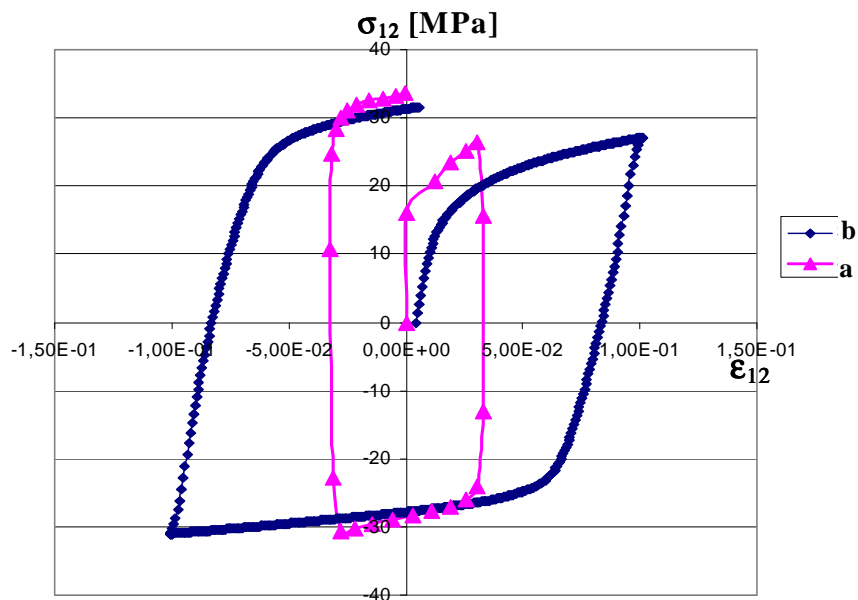


Figure 50 : Evolution de la contrainte de cisaillement, lors du premier cycle sur un monocristal d'Al 99,50%, en fonction de la déformation a) locale, mesurée par le logiciel 7D dans la zone centrale de l'éprouvette (cf Figure 47) b) globale, déterminée à partir du déplacement de la traverse mobile.

3.7 Confrontation des résultats numériques et expérimentaux

L'essai de cisaillement présenté ci-dessus est réalisé dans des conditions d'activation de systèmes de glissement similaires à celles de la modélisation numérique illustrée dans le chapitre II (cf 2.4.1). La cisssion résolue sur le système de glissement déterminé par le modèle numérique est représentée par la contrainte macroscopique mesurée lors de l'essai. De même, la déformation macroscopique est équivalente au glissement accumulé sur le système de glissement.

Dans le but de comparer les résultats numériques et expérimentaux, nous effectuons une modélisation numérique du comportement du monocristal d'aluminium 99,50% au cours d'un cycle de charge-décharge. Le glissement imposé sur le système de glissement varie entre $-0,03$ et $+0,03\%$. Les paramètres utilisés lors de la simulation numérique sont présentés dans le Tableau 6.

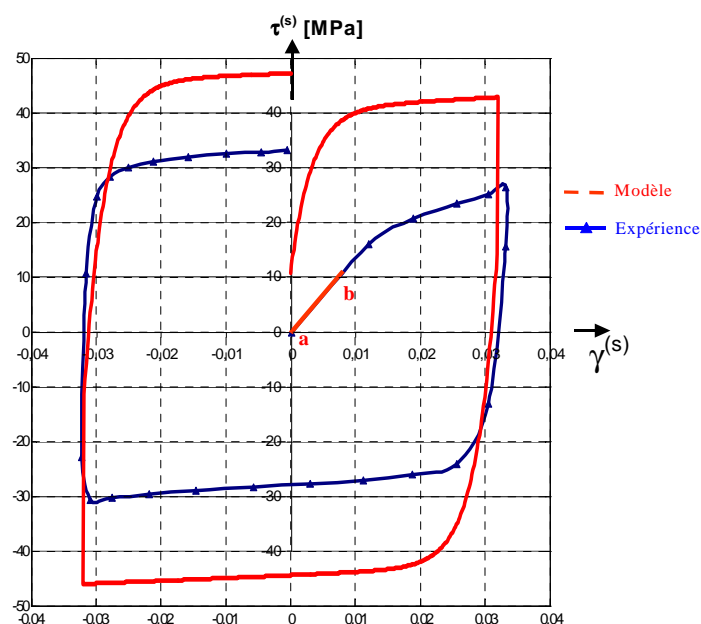


Figure 51 : Confrontation des résultats numériques, obtenues par le modèle présenté dans le chapitre II, et les résultats expérimentaux obtenus lors de l'essai de cisaillement sur un monocristal d'aluminium 99,50% dans le cas d'une déformation comprise entre $-0,03 < \gamma^p < +0,03$.

Comme le montre la Figure 51, l'allure de la courbe contrainte-déformation obtenue par la simulation est similaire à celle obtenue par l'expérience. Cependant, les valeurs de contraintes estimées par le modèle sont plus élevées particulièrement durant le premier $\frac{1}{4}$ cycle. La surestimation de la contrainte est a priori induite par l'utilisation des paramètres d'écrouissage initialement définis lors d'un essai de traction monotone. Afin de confirmer cette idée, nous effectuons un changement sur

le paramètre représentatif de l'effet cinématique⁹. La courbe obtenue est représentée sur la Figure 52. Comme le montre cette figure, la différence entre la courbe numérique et expérimentale diminue. La courbe numérique est en bon accord avec la courbe expérimentale durant le deuxième ½ cycle. Cependant, la surestimation de la contrainte lors du premier ¼ cycle demeure importante. En effet, l'interaction entre les variables d'écrouissage isotrope et cinématique est très importante durant le premier ¼ cycle. Cette interaction est sensible aux paramètres de l'écrouissage. La détermination de la meilleure combinaison entre les paramètres d'écrouissage isotrope et cinématique afin d'améliorer la réponse numérique durant ce ¼ cycle, nécessite donc une procédure d'identification fondée sur un essai cyclique.

La valeur de la hauteur de dipôle utilisée lors de la simulation présentée sur l'image ci-dessous est plus importante que sa valeur notée dans le Tableau 6. Cela indique une hétérogénéité faible de la microstructure et par conséquent un écrouissage cinématique relativement faible associé à l'aluminium.

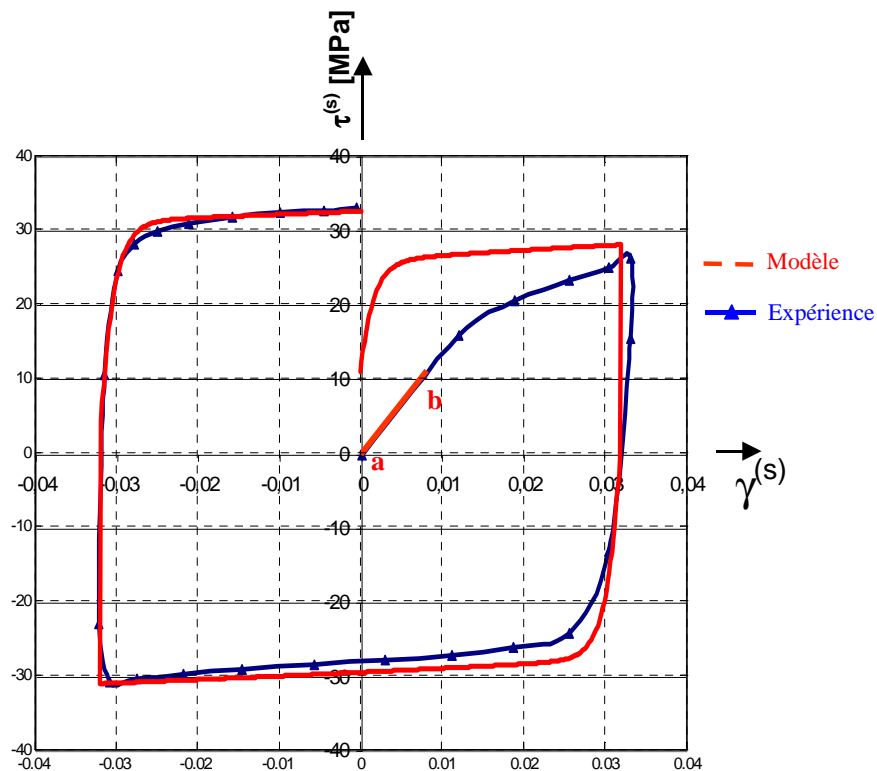


Figure 52 : Courbes de contrainte-déformation numérique et expérimentale obtenues lors de l'essai de cisaillement cyclique sur un monocristal d'aluminium 99,50%. Avec une hauteur de dipôle plus élevée ($h_d=14\text{nm}$) que précédemment on obtient meilleur accord avec l'expérience.

⁹ Nous utilisons lors de la deuxième simulation une valeur d'hauteur de dipôle qui est environ le double de sa valeur lors de la première simulation (présentée dans le tableau). Cependant les deux valeurs sont du même ordre de grandeur que celles proposées dans la littérature.

3.8 Conclusion

L'essai de cisaillement présenté dans ce chapitre a été mis au point de façon à disposer de données expérimentales utilisables pour valider des modèles comportant une description physique de l'écrouissage cinématique. Cet essai utilise des éprouvettes monocristallines planes permettant d'utiliser la technique d'analyse d'images pour effectuer des mesures locales sur la surface de l'éprouvette. La machine de cisaillement utilisée a été modifiée pour s'adapter à cet outil de mesure de champs.

L'essai de cisaillement cyclique est délicat à mettre au point. La machine utilisée ici présente de nombreux inconvénients en particuliers des jeux importants qui compromettent une analyse fiable des résultats expérimentaux. En particulier la difficulté principale est liée à l'obtention d'un champ de déformation homogène dans l'éprouvette au cours des cycles. Il est à noter que le choix de l'aluminium comme matériel d'expérimentation n'est pas le meilleur, du fait d'une faible manifestation de l'écrouissage cinématique. Néanmoins le protocole expérimental a été mis en place dans la perspective d'utiliser cet essai avec une machine de cisaillement plus précise en cours de réalisation au laboratoire. A partir des mesures de champs cinématiques, des solutions ont été proposées afin d'améliorer la mise en œuvre de l'essai ainsi que son dépouillement.

Après la mise en point de l'essai, la courbe de cisaillement expérimentale d'un monocristal d'aluminium 99,50% est définie en fonction de la déformation mesurée par 7D. Ensuite, une confrontation des résultats obtenus par le modèle numérique présenté dans le chapitre II avec les résultats expérimentaux illustre une surestimation de la contrainte déterminée par le modèle. La surestimation peut être induite par l'utilisation des paramètres d'écrouissage isotrope. Ces derniers sont identifiés en se fondant sur la description du comportement du monocristal déformé en chargement monotone sans prendre en compte l'effet de l'interaction avec les paramètres de l'écrouissage cinématique. Ainsi, on en déduit qu'une identification des paramètres de l'écrouissage isotrope doit être effectuée en combinant l'effet de paramètres d'écrouissage cinématique (et réciproquement). L'essai de cisaillement cyclique sur des monocristaux représente l'outil expérimental nécessaire à cette identification.

La modification de la hauteur de dipôle (paramètre d'écrouissage cinématique caractérisant l'hétérogénéité de la microstructure) a conduit à une amélioration des résultats numériques. Cela montre le rôle très important que joue ce paramètre dans l'évolution de l'écrouissage.

Chapitre IV : Modélisation du comportement du multicristal : intégration numérique et validation expérimentale.

4.1 Introduction

Ce travail vise à simuler le comportement polycristallin d'un matériau métallique en retenant sa nature granulaire. Les lois de comportement sont donc formulées au niveau du grain. La résolution d'un problème aux limites complexes, correspondant à un cas expérimental ou à une opération de mise en forme portant sur un polycristal requiert l'intégration de ce modèle via un code faisant appel aux techniques éléments finis.

Ce chapitre a pour but de mettre en évidence les points clés relatifs à l'intégration d'un modèle de type monocristallin au sein d'un code éléments finis. A cette fin, on détaille la procédure qui consiste à intégrer un modèle cristallin au sein d'un code éléments finis commercial.

Les travaux de développement du modèle et de mise en œuvre de simulations éléments finis ont été menées en parallèle nous n'avons pas disposé de suffisamment de temps pour tester le modèle complet dans le code éléments finis, notamment en raison de la durée nécessaire à la mise en œuvre des simulations. Nous présentons donc la première partie de ce travail d'intégration qui a consisté à utiliser un modèle à fondement physique existant pour décrire le comportement du monocristal. Ce modèle est présenté dans [26], [38] et [39]. Il est déjà largement cité dans cette étude et il a déjà été montré par ailleurs qu'il décrit correctement le comportement des matériaux monocristallins en trajet monotone.

Le modèle est intégré dans Abaqus en utilisant un schéma explicite à l'aide d'une routine en Fortran appelée Vumat. L'objectif est de dégager les points particuliers inhérents à l'intégration des lois physiques de comportement et d'identifier les verrous qui s'opposeraient à l'intégration du modèle définitif.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'implantation des routines de comportement, correspondant au modèle monocristallin retenu, dans le logiciel éléments finis Abaqus. La deuxième partie vise à la validation expérimentale de la modélisation numérique. La technique expérimentale adoptée et les moyens utilisés pour obtenir les données expérimentales nécessaires pour la validation sont définis dans cette partie. Dans cette perspective, des essais de traction sur des éprouvettes d'aluminium multicristallines sont réalisés. Ces essais fournissent des données expérimentales mécaniques (contrainte, déformation) et thermiques (température) utilisables dans le but de :

- caractériser le comportement mécanique et thermique du multicristal d'aluminium 99,50%,
- valider le modèle numérique en confrontant ces données avec celles obtenues par la modélisation.

La confrontation des résultats numériques et expérimentaux et l'analyse des résultats sont présentées dans la troisième partie du chapitre.

4.2 Modèle numérique

4.2.1 Introduction

Les lois de comportement élasto-visco-plastique du modèle monocristallin utilisé et leur intégration dans un cadre cinématique de grande déformation sont les fruits des travaux menés par Teodosiu, Tabourot et Rauch ([38], [24], [39]).

Le modèle monocristallin proposé est déjà intégré dans le code éléments finis Simultix (développé par Tabourot). Ce code écrit en langage Fortran, est utilisé afin de déterminer le comportement du multicristal d'aluminium sous chargement complexe [26]. Cependant, les simulations numériques avec ce code restent limitées par les conditions aux limites qui sont applicables. Ces dernières sont définies par le contrôle des degrés de liberté ou des efforts. Les conditions complexes de type contact n'ont pas été développées. Il s'avère donc nécessaire d'intégrer les lois de comportement dans un code éléments finis standard tel que Abaqus. L'environnement de ce logiciel permet en effet de réaliser différentes simulations avec une large variété de conditions limites. De plus, il présente une interface simple à manipuler.

Abaqus gère les simulations mécaniques à partir de lois macroscopiques phénoménologiques intégrées, ou en introduisant les courbes contraintes-déformations macroscopiques (valeurs expérimentales sous forme de tableaux). Il permet également de modéliser le comportement des matériaux en utilisant des lois établies par les utilisateurs. Dans ce cas, les lois doivent être introduites dans le logiciel via des sous programmes écrits en langage Fortran (routine utilisateur Vumat).

La modélisation numérique du comportement du multicristal, présentée dans ce chapitre, profite de routines déjà écrites pour Simultix afin de développer sur Abaqus une simulation multiéchelles plus performante. Pour cela, les sous programmes utilisés dans Simultix ont été adaptés à la structure de Vumat qui est nécessaire pour lancer la simulation sur Abaqus /Explicit.

4.2.2 Présentation du code éléments finis Abaqus

En raison du large spectre de ses capacités d'analyse et de sa bonne ergonomie, Abaqus est largement utilisé dans les industries automobiles et aéronautiques ainsi que dans les milieux universitaires. On distingue trois produits principaux d'Abaqus [84] :

- Abaqus/Standard,
- Abaqus/Explicite,
- Abaqus/CAE.

Abaqus/standard est un solveur généraliste qui recourt à un schéma traditionnel d'intégration implicite pour résoudre des problèmes dynamiques ou quasi-statiques. Abaqus/Explicite emploie lui un schéma d'intégration explicite pour résoudre ces problèmes. Abaqus/CAE est l'interface graphique pour le conditionnement du problème afin qu'il puisse être traité par les deux solveurs précédents. Il permet d'effectuer la totalité de la mise en données, de la création ou l'import de pièces, du maillage jusqu'à l'exploitation avancée des résultats.

4.2.2.1 Abaqus/Explicite et Abaqus/Standard

La principale différence entre les deux solveurs *Explicite* et *Standard* réside dans la méthode de résolution des équations d'équilibre dynamique appliquées à chaque nœud du maillage :

$$\mathbf{P} - \mathbf{I} = \mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}, \quad (69)$$

où \mathbf{P} représente les efforts extérieurs appliqués aux nœuds, \mathbf{I} représente les efforts intérieurs, \mathbf{M} est la matrice de masse et $\ddot{\mathbf{u}}$ est l'accélération nodale.

Abaqus/Standard résout l'équation (69) par un algorithme implicite en utilisant une matrice de rigidité tangentielle \mathbf{K} . A la fin de chaque incrément de temps $(t + \Delta t)$, il calcule le déplacement nécessaire pour satisfaire l'équation :

$$\mathbf{K}_j \mathbf{c}_j = \mathbf{P}_j \mathbf{I}_j - \mathbf{M}_j \ddot{\mathbf{u}}_j, \quad (70)$$

en faisant varier la valeur de Δu introduite dans le facteur de correction du déplacement \mathbf{c}_j , où $\mathbf{c}_j = \Delta \mathbf{u}_{j+1} - \Delta \mathbf{u}_j$. L'itération sur j s'arrête lorsque :

$$\mathbf{P}_j \mathbf{I}_j - \mathbf{M}_j \ddot{\mathbf{u}}_j = 0 \text{ et } \mathbf{c}_j \ll \Delta \mathbf{u}_j.$$

Abaqus/Explicite résout les équations d'équilibre (relation (69)) par un algorithme explicite. L'accélération pour chaque nœud est déterminée à partir de sa masse et les forces qui agissent sur lui :

$$\ddot{\mathbf{u}}|_t = (\mathbf{M})^{-1} (\mathbf{P} - \mathbf{I})|_t. \quad (71)$$

La matrice de masse utilisée dans la formulation ci-dessus est une matrice diagonale ce qui simplifie le calcul explicite.

Les vitesses des nœuds à l'incrément $(t + \Delta t / 2)$ sont déterminées par :

$$\dot{\mathbf{u}}|_{t+\Delta t/2} = \dot{\mathbf{u}}|_{t-\Delta t/2} + \frac{\Delta t|_{t+\Delta t} + \Delta t|_t}{2} \ddot{\mathbf{u}}|_t. \quad (72)$$

Ensuite, les déplacements des nœuds sont déterminés par :

$$\mathbf{u}|_{t+\Delta t} = \mathbf{u}|_t + \Delta t|_{t+\Delta t} \dot{\mathbf{u}}|_{t+\Delta t/2}. \quad (73)$$

Comme le montre l'ensemble des relations (71), (72) et (73), le calcul dynamique dans Abaqus/Explicite n'exige pas une matrice de rigidité. De plus, les solutions sont fournies à la fin de l'incrément de temps sans itérations. Chaque incrément est donc relativement peu coûteux en termes de temps. Cependant, ABAQUS/Explicite a un coût de calcul directement lié au maillage. En effet, l'incrément de temps (Δt) est conditionné par une limite dite de stabilité. Cette dernière est définie par le plus petit temps nécessaire pour propager une onde élastique à travers un élément du maillage.

$$\Delta t = \frac{L_e}{C_d}, \quad (74)$$

où L_e est la longueur de l'élément le plus petit du maillage et C_d est la célérité des ondes élastiques à travers l'élément considéré. Pour un solide et dans le cas d'un régime élastique, C_d s'exprime par : $C_d = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$.

Le pas de temps pour un acier avec un maillage de dimension caractéristique 1mm est donc environ 2×10^{-7} s.

Une fois le maillage déterminé, la durée de la simulation est donc proportionnelle à la durée réelle du processus. En clair une simulation de 1 seconde nécessite environ 5 millions de pas de calculs, une simulation de 10 secondes 50 millions !

Dans le cas d'une modélisation avec un grand nombre de degrés de liberté, l'analyse explicite est plus favorable à condition de simuler des processus assez rapides ou très rapides tels que des processus de mise en forme ou des sollicitations à grande vitesse (type chocs) qui impliquent des durées n'entraînant pas un nombre excessif de pas de calcul. De plus, grâce à ses algorithmes de contacts robustes, Abaqus/Explicite est aussi un puissant outil pour les simulations de mise en forme (dynamique et quasi-statique). Il dispose également de méthodes de maillage adaptatif qui permettent d'obtenir une solution à des problèmes fortement non linéaires en grandes déformations. Motivé par ces caractéristiques qui sont des avantages pour le cas que nous traitons, nous avons choisi ce type d'intégration afin de réaliser la modélisation multiéchelle présentée dans ce chapitre.

4.2.2.2 Intégration de modèles de comportement dans Abaqus

L'intégration des lois de comportement proposée dans Abaqus s'effectue via un sous programme écrit par l'utilisateur en langage Fortran. Selon le solveur utilisé, le sous programme proposé par l'utilisateur doit respecter l'une des deux structures définies par Abaqus. Il s'agit de Vumat pour Abaqus/Explicite et de Umat pour Abaqus/Standard.

4.2.2.3 Interaction Vumat Abaqus

A chaque pas de temps, Abaqus appelle Vumat pour déterminer les champs de contraintes¹⁰. Ces dernières sont déterminées, à partir du champ de déplacement déterminé par Abaqus/Explicite, au pas précédent en utilisant les lois de comportement définies par l'utilisateur. Les contraintes sont ensuite introduites dans le calcul d'équilibre dynamique dans Abaqus pour déterminer les déplacements des nœuds pour le nouveau pas de temps¹¹. Cette interaction entre Abaqus et Vumat nécessite une grande attention lors de l'implantation des lois de comportement dans Abaqus.

Les contraintes calculées par les lois de comportement rentrées par l'utilisateur doivent être définies dans la configuration déformée par rapport au système de référence corotationnelle¹² qui tourne avec le point matériel. Considérant C_o la configuration initiale et C_t la configuration après la déformation, cette référence est

¹⁰ Les contraintes déterminées par le sous programme de l'utilisateur sont les contraintes de Cauchy.

¹¹ L'incrément de déformation défini par ABAQUS représente la partie symétrique du tenseur de gradient de déplacement (équivalent à l'intégrale de la partie symétrique du gradient de vitesse).

¹² Les références corotationnelles sont les références dans lesquelles les fibres matérielles coïncidant avec les directions principales de vitesse de déformation ont une vitesse de rotation nulle (le spin est nul).

nommée sur la Figure 53 par le système $(o, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$. Elle est définie en introduisant une configuration intermédiaire (C'_t) de façon que le gradient de la transformation \mathbf{F} s'exprime en fonction de ses décompositions polaires \mathbf{U} et \mathbf{R} par :

$$\mathbf{F} = \mathbf{R}\mathbf{U}, \quad (75)$$

où \mathbf{U} est le gradient de transformation entre les configurations (C_o) et (C'_t). Il correspond au tenseur symétrique de dilatation. Le terme \mathbf{R} (tenseur orthogonal) présente une rotation d'un corps rigide entre les configurations (C'_t) et (C_t).

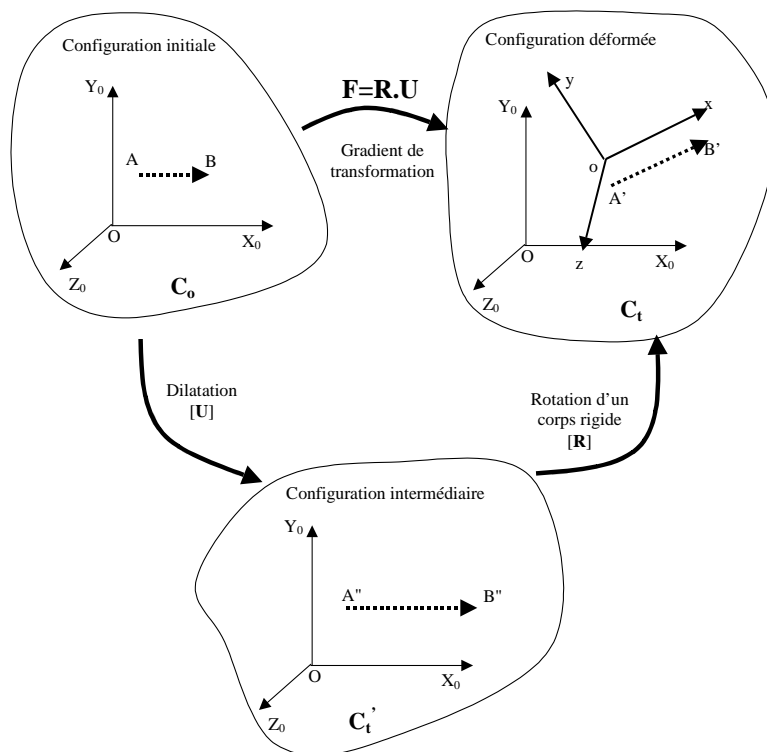


Figure 53 : Cinématique de la déformation définie par Abaqus/Explicit.

4.2.3 Présentation du modèle monocristallin intégré par Vumat

Le modèle de comportement introduit dans Vumat décrit le comportement élasto-visco-plastique du monocristal dans un cadre cinématique de grande transformation. A chaque point d'intégration et à chaque pas de temps, ces relations sont utilisées par Abaqus pour déterminer les contraintes de Cauchy à partir des données cinématiques fournies par le solveur explicite. Dans le paragraphe suivant, nous présentons les relations de comportement du monocristal telles qu'elles sont implantées dans Vumat ainsi que le cadre cinématique dans lequel elles sont écrites.

4.2.3.1 Décomposition de transformation

Le gradient de transformation \mathbf{F} déterminé par Abaqus/Explicite est décomposé, dans le schéma cinématique utilisé dans Vumat, en trois transformations élémentaires mettant en jeu quatre configurations ([38], [8]). Comme le montre la

Figure 54, la première et la dernière configuration sont respectivement, la configuration de référence à $t=0$ et la configuration déformée à l'instant considéré. La configuration C_0 est supposée libre de toute force de surface et de force volumique à une température uniforme. Pour obtenir cette configuration, les contraintes résiduelles induites par les défauts cristallins sont relâchées. La configuration obtenue après la transformation thermo élastique nécessaire pour relâcher ces contraintes est la configuration intermédiaire \underline{C}_0 . De façon similaire, la configuration C_t est obtenue à partir d'une configuration intermédiaire \underline{C}_t par une transformation thermo élastique à l'instant t . La configuration intermédiaire \underline{C}_t est obtenue à partir de \underline{C}_0 par une transformation viscoplastique provoquée par le mouvement des dislocations sous l'effet du chargement appliqué.

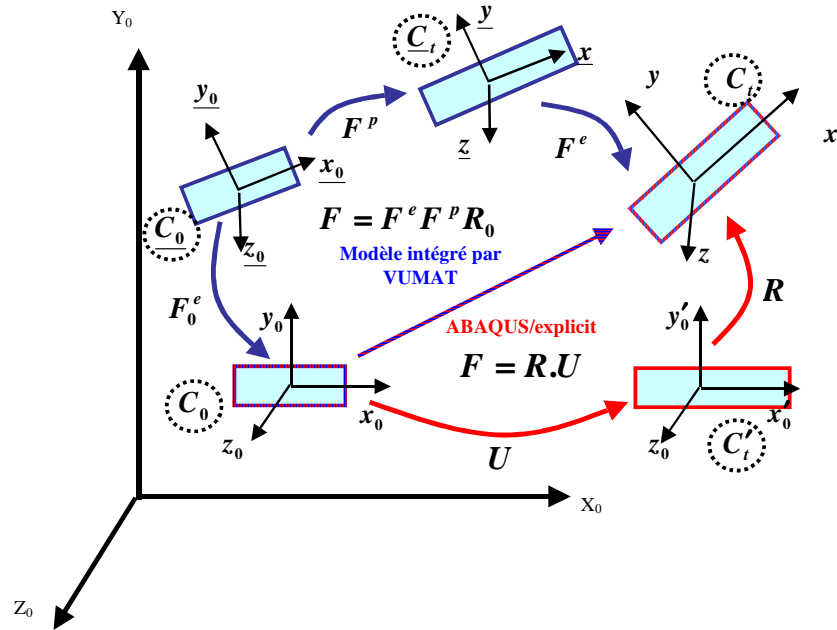


Figure 54 : Représentation des transformations élémentaires utilisées dans Vumat ([26]).

On définit par F_0^e la transformation thermo élastique entre C_0 et \underline{C}_0 , F^p la transformation viscoplastique entre \underline{C}_0 et \underline{C}_t , et F^e la transformation thermo élastique entre \underline{C}_t et C_t . Le gradient de transformation F fourni par Abaqus s'écrit donc par :

$$F = F^e F^p F_0^{e^{-1}}. \quad (76)$$

Les relations cinématiques dans Vumat sont déterminées à partir de cette expression. Considérant que la configuration C_0 n'est pas déformée, la distorsion thermo élastique se réduit à une matrice (R_0) d'orientation initiale des axes du réseau cristallin par rapport au repère macroscopique.

Le gradient eulérien de la vitesse est défini par :

$$L = \frac{\partial \dot{x}}{\partial x} = \dot{F} F^{-1} = \dot{F}^e F^{e-1} + F^e \dot{F}^p F^{p-1} F^{e-1}. \quad (77)$$

On définit par le terme $\dot{F}^p F^{p-1}$ le gradient de la vitesse de déformation viscoplastique (L^p). Considérant $\vec{\bar{g}}^{(s)}$ et $\vec{\bar{m}}^{(s)}$ les vecteurs unitaires qui définissent les systèmes de glissement (s)¹³, ce terme se détermine par :

$$L^p = \dot{F}^p F^{p-1} = \sum_s \left(\vec{\bar{g}}^{(s)} \otimes \vec{\bar{m}}^{(s)} \right) \dot{\gamma}^{(s)}. \quad (78)$$

Dans le cas des métaux où les déformations élastiques sont petites devant l'unité et que les rotations et les déformations plastiques sont importantes, la transformation élastique (F^e) se décompose en un tenseur symétrique positif de la déformation élastique pure ($I + \varepsilon$) et d'un tenseur de rotation R entre les configurations \bar{C}_t et C_t :

$$F^e \cong (I + \varepsilon) R, \quad \|\varepsilon\| \ll 1. \quad (79)$$

La combinaison des relations (77), (78) et (79) conduit à la formulation suivante du gradient de vitesse de déformation [85] :

$$L = \dot{R} R^T + \varepsilon^\circ + \sum_s \left(\vec{\bar{g}}^{(s)} \otimes \vec{\bar{m}}^{(s)} \right) \dot{\gamma}^{(s)}, \quad (80)$$

où $\vec{\bar{g}}^{(s)} = R \cdot \vec{\bar{g}}^{(s)}$ et $\vec{\bar{m}}^{(s)} = R \cdot \vec{\bar{m}}^{(s)}$ sont les vecteurs qui définissent les systèmes de glissement dans la configuration C_t , et ε° est la dérivée objective de Jaumann de ε :

$$\varepsilon^\circ = \dot{\varepsilon} - \dot{R} \cdot R^T \cdot \varepsilon + \varepsilon \cdot \dot{R} \cdot R^T. \quad (81)$$

Considérant :

$$D^p = \frac{1}{2} \sum_s \left(\vec{\bar{g}}^{(s)} \otimes \vec{\bar{m}}^{(s)} + \vec{\bar{g}}^{(s)} \otimes \vec{\bar{m}}^{(s)} \right) \dot{\gamma}^{(s)},$$

$$W^p = \frac{1}{2} \sum_s \left(\vec{\bar{g}}^{(s)} \otimes \vec{\bar{m}}^{(s)} - \vec{\bar{g}}^{(s)} \otimes \vec{\bar{m}}^{(s)} \right) \dot{\gamma}^{(s)}.$$

par substitution, (80) peut être exprimée par :

$$L = D + W, \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} D &= \varepsilon^\circ + D^p, \\ W &= \dot{R} R^T + W^p. \end{aligned} \quad (82)$$

La vitesse de rotation du réseau cristallin se détermine à partir des relations précédentes :

$$\dot{R} = (W - W^p) R = \left[W - \frac{1}{2} \sum_s \left(\vec{\bar{g}}^{(s)} \otimes \vec{\bar{m}}^{(s)} - \vec{\bar{g}}^{(s)} \otimes \vec{\bar{m}}^{(s)} \right) \dot{\gamma}^{(s)} \right] R. \quad (83)$$

¹³ L'orientation du cristal est définie loin des défauts cristallins. Elle est supposée conservée au cours du mouvement. Les plans et les directions de glissement de configuration \bar{C}_t sont donc parallèles à ceux de la configuration \bar{C}_0 .

4.2.3.2 Détermination des contraintes de Cauchy

Comme c'est noté précédemment, pour chaque point d'intégration, Abaqus appelle Vumat pour déterminer les contraintes de Cauchy σ dans la configuration C_t . Ces dernières sont liées au tenseur de contraintes dans la configuration \underline{C}_t (Figure 54) par :

$$\sigma = \frac{1}{\det(\mathbf{F}^e)} \mathbf{F}^e \bar{\mathbf{H}} \mathbf{F}^{e^T}, \quad (84)$$

où $\bar{\mathbf{H}}$ est le second tenseur de Piola-Kirchhoff dans la configuration \underline{C}_t . Il s'exprime en fonction du tenseur de Green-Lagrange \mathbf{E}^e associé aux transformations élastiques entre la configuration C_t et \underline{C}_t par :

$$\bar{\mathbf{H}} = \mathbf{c}^e \mathbf{E}^e \quad \text{avec} \quad \mathbf{E}^e = \frac{1}{2} (\mathbf{F}^{e^T} \mathbf{F}^e - \mathbf{I}). \quad (85)$$

Le terme \mathbf{c}^e représente les constantes élastiques. Grâce aux différentes symétries des matériaux cubiques à faces centrées, les constantes élastiques se réduisent, dans le repère cristallographique (configuration \underline{C}_t), à 3 composantes indépendantes décrivant un comportement élastique linéaire anisotrope :

$$\mathbf{c}^e = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix}$$

Le calcul cinématique de Vumat se fonde sur la détermination du gradient de transformation élastique à la fin de chaque incrément de temps $t + \Delta t$, à partir de l'incrément de gradient de transformation global $\Delta \mathbf{F} = \mathbf{F}_{t+\Delta t} \mathbf{F}_t^{-1}$ fourni par Abaqus. En partant de la relation (76), le gradient de la transformation élastique est actualisé par :

$$\mathbf{F}_{t+\Delta t}^e = \Delta \mathbf{F} \mathbf{F}_t^e \Delta \mathbf{F}^{P^{-1}}, \quad (86)$$

où $\Delta \mathbf{F}^P$ est l'incrément de gradient de transformation viscoplastique entre la configuration \underline{C}_0 et \underline{C}_t . Son expression dans la configuration \underline{C}_t s'écrit en fonction de l'incrément de glissement sur les systèmes de glissement actifs :

$$\Delta \mathbf{F}^P = \sum_s \left(\bar{\bar{g}}^{(s)} \otimes \bar{\bar{n}}^{(s)} \right) \Delta \gamma^{(s)} + \mathbf{I}. \quad (87)$$

Afin de déterminer $\Delta \mathbf{F}^P$, un schéma itératif de type Newton-Raphson est utilisé. Ce schéma permet de calculer l'incrément de glissement sur chaque système actif à partir des lois de comportement viscoplastique.

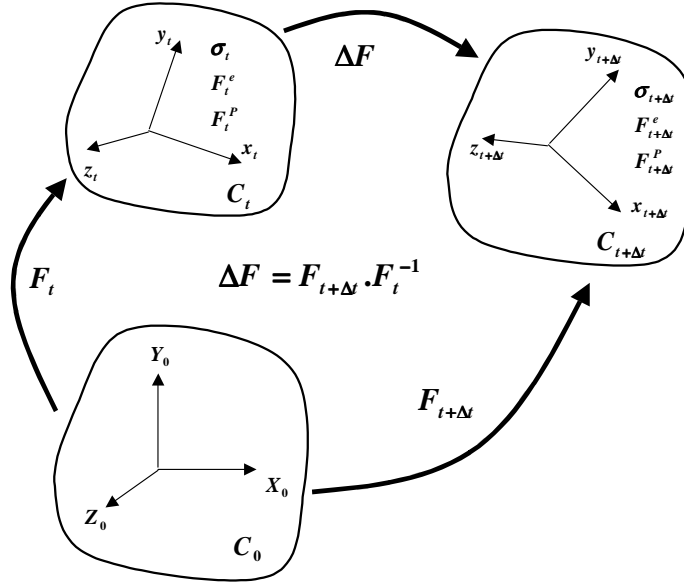


Figure 55 : Détermination de l'incrément de gradient de transformation globale à partir du gradient de transformation aux pas t et $t + \Delta t$

4.2.3.3 Détermination de l'incrément de glissement sur les systèmes actifs :

La cission résolue sur chaque système de glissement $\tau^{(s)}$ dépend de la contrainte de Cauchy par la loi de Schmid :

$$\tau^{(s)} = \sigma : (\bar{g}^{(s)} \otimes \bar{n}^{(s)}) = C^e \bar{\Pi} : (\bar{g}^{(s)} \otimes \bar{n}^{(s)}), \quad (88)$$

où $C^e = F^{eT} F^e$ est le tenseur de dilatation de Cauchy Green.

Lorsque cette cission dépasse une cission critique $\tau_\mu^{(s)}$ nécessaire pour activer le système, un glissement se produit. La vitesse de glissement se détermine en fonction de $\tau^{(s)}$ par la loi d'écoulement :

$$\dot{\gamma}^{(s)} = \dot{\gamma}_0 \left| \frac{\tau^{(s)}}{\tau_\mu^{(s)}} \right|^{1/m} \text{signe}(\tau^{(s)}). \quad (89)$$

La cission critique $\tau_\mu^{(s)}$ dépend de la densité de dislocations sur le système de glissement par :

$$\tau_\mu^{(s)} = \mu b \sqrt{\sum_q \alpha_{sq} \rho^{(q)}}. \quad (90)$$

L'évolution de la densité de dislocations sur les systèmes de glissement actifs est donnée par la relation :

$$\dot{\rho}^{(s)} = \frac{1}{b} \left(\frac{\sqrt{\sum_q a_{sq} \rho^{(q)}}}{K} - 2\gamma_c \rho^{(s)} \right) |\dot{\gamma}^{(s)}|. \quad (91)$$

La cission critique sur chaque système de glissement évolue en fonction de la vitesse de glissement selon la loi d'écrouissage. Cette loi s'obtient en dérivant la relation (90) et en remplaçant $\dot{\rho}$ par son expression du (91) :

$$\tau_{\mu}^{(s)} = \sum_u \frac{\mu \alpha_{su}}{2 \sqrt{\sum_q \alpha_{sq} \rho^{(q)}}} \left(\frac{\sqrt{\sum_p a^{up} \rho^{(p)}}}{K} - 2 y_c \rho^{(u)} \right) |\dot{\gamma}^{(u)}|. \quad (92)$$

4.2.4 Commentaires

La simulation proposée dans ce chapitre se déroule en plusieurs étapes. Tout d'abord, le fichier d'entrée, nécessaire pour lancer la simulation numérique sur Abaqus/Explicit, est créé à l'aide des outils d'Abaqus/CAE. Il s'agit de définir la géométrie de l'éprouvette, les conditions aux limites, le maillage, l'histoire de chargement, ...etc. Ensuite, le solveur explicite détermine, pour chaque point d'intégration du maillage et à chaque pas de temps, la relation contrainte-déplacement à l'aide des lois de comportement introduites dans Vumat. Ces relations sur l'ensemble des points d'intégration forment un système d'équations linéaires dont les solutions sont les déplacements des nœuds pour le nouvel incrément de temps.

La réussite de l'intégration des lois de comportement monocristallin dans Abaqus/Explicit dépend de l'adaptation de la cinématique de déformation utilisée dans Vumat à celui considéré par Abaqus/Explicit.

Dans la suite, nous testons cette chaîne numérique dont le cœur repose sur la modélisation du comportement d'un volume caractéristique monocristallin pour reproduire les effets d'un chargement de traction sur une éprouvette d'aluminium multicristalline.

4.3 Essais expérimentaux

Des essais de traction sur des éprouvettes multicristallines d'aluminium dont les diamètres de grains sont de l'ordre de 5 à 20 μ m, ont été réalisés. La mesure de déformation est effectuée en chaque point de la surface filmée de l'éprouvette à l'aide de logiciel 7D (cf 3.4.1). Dans le même temps, des mesures de la variation de température à la surface de l'éprouvette sont réalisées avec la caméra infrarouge (cf 3.4.2). Ces mesures permettent non seulement de fournir des données expérimentales nécessaires pour valider le modèle de comportement du multicristal, mais également d'étudier les couplages thermomécaniques au cours de l'essai.

Les essais sont réalisés sur la machine de traction. Les éprouvettes sont positionnées verticalement dans les deux mors auto-serrant de la machine. Le mors inférieur est fixe alors que l'autre est lié à la partie mobile de la machine par une liaison rotule. La vitesse de déplacement de la partie mobile est 20 mm/min. En face de l'éprouvette, les deux caméras numériques sont positionnées l'une à côté de l'autre. L'axe optique de la caméra visible est aligné avec la normale à la surface de l'éprouvette. L'axe optique de la caméra thermique est légèrement incliné ($<15^\circ$) par rapport à la normale de la surface de l'éprouvette (Figure 43). La fréquence d'acquisition des instruments de mesure est différente (9 Hz maxi pour la caméra visible, 145 Hz maxi pour la caméra infrarouge). Ces mesures de champs sont

ensuite présentées en fonction du temps réel de l'essai, déterminé par la machine de traction, ce qui permet de se référer à une base de temps commune.

Nous présentons dans cette partie les différentes étapes de l'essai de traction sur une éprouvette multicristalline : préparation de l'éprouvette, mesure de contraintes, champs de déformations et de variation de température. Enfin nous terminons par une analyse des résultats obtenus.

4.3.1 Préparation des éprouvettes multicristallines

Les éprouvettes sont préparées en deux étapes (Figure 56). La première consiste à découper des éprouvettes sous la forme illustrée dans la Figure 56, à partir d'une tôle d'aluminium laminée. La forme des éprouvettes permet de localiser la déformation dans la zone réduite, même si malgré cette précaution, les têtes vont se déformer en raison de l'écroutissage relatif important des matériaux monocristallins. Les dimensions sont choisies de façon à permettre la mesure des orientations cristallographique des grains dans la chambre du microscope électronique à balayage. Dans une seconde étape, nous appliquons la méthode de l'écroutissage critique (cf 3.2), afin d'obtenir d'un nombre limité de grains de taille centimétrique. Comme le montre la Figure 56, après un recuit de restauration à 550 C° pendant 60 minutes, les éprouvettes sont déformées en traction uniaxiale entre 1,8% et 3,2%. Ensuite, elles sont soumises à un recuit de recristallisation à 600 C° pendant 120 minutes. Le diamètre moyen des grains obtenus est supérieur à 10 mm.

La découpe des éprouvettes réalisées avant la production d'agrégat cristallin permet de simplifier la préparation des éprouvettes et d'éviter l'effet de durcissement induit par les outillages¹⁴.

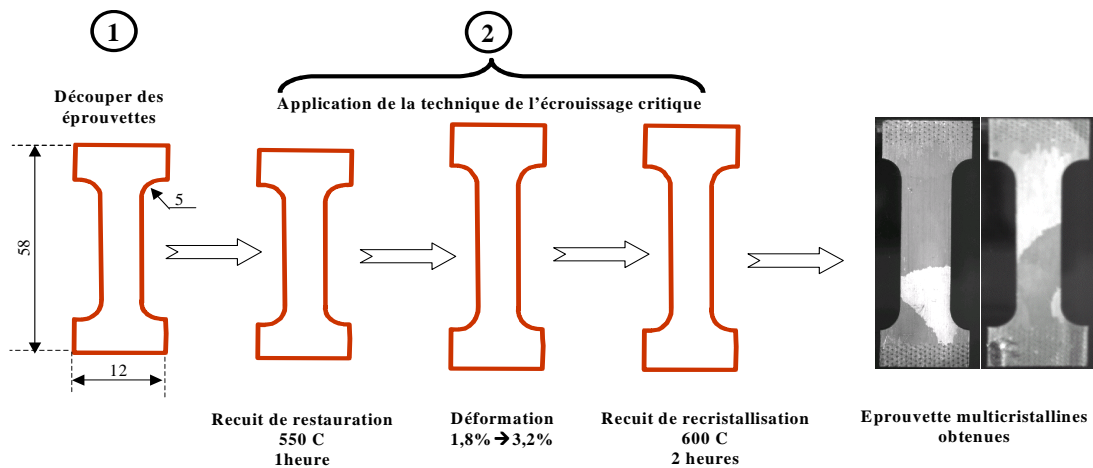


Figure 56 : Préparation des éprouvettes multicristallines pour l'essai de traction.

Comme le montre la Figure 56, les grains obtenus dans les éprouvettes ont des formes variées. Cela permet d'étudier l'effet de la morphologie des grains sur la déformation dans chaque monocristal sous le chargement global appliqué. Les orientations cristallographiques de ces grains sont mesurées par EBSD. Les valeurs

¹⁴ Les monocristaux ont une limite d'élasticité très faible (de l'ordre de 10 MPa). Cela complique l'opération de découpage des éprouvettes multicristallines à partir d'une éprouvette rectangulaire.

initiales de ces orientations (qui sont nécessaires pour le calcul numérique) permettent de déterminer les grains les plus sollicités sous l'effet du chargement macroscopique.

4.3.2 Mesure des champs de déformations

Les mesures de champs de déformation locale représentent un outil précieux pour caractériser l'hétérogénéité de la déformation plastique induite par la différence d'orientation et la morphologie des grains. Dans cette partie deux exemples sont traités (Figure 57) :

(a)- une éprouvette d'aluminium 99,50% composée de 5 grains ayant des orientations différentes,

(b)- une éprouvette à deux grains ayant une interface inclinée par rapport à la direction de traction.

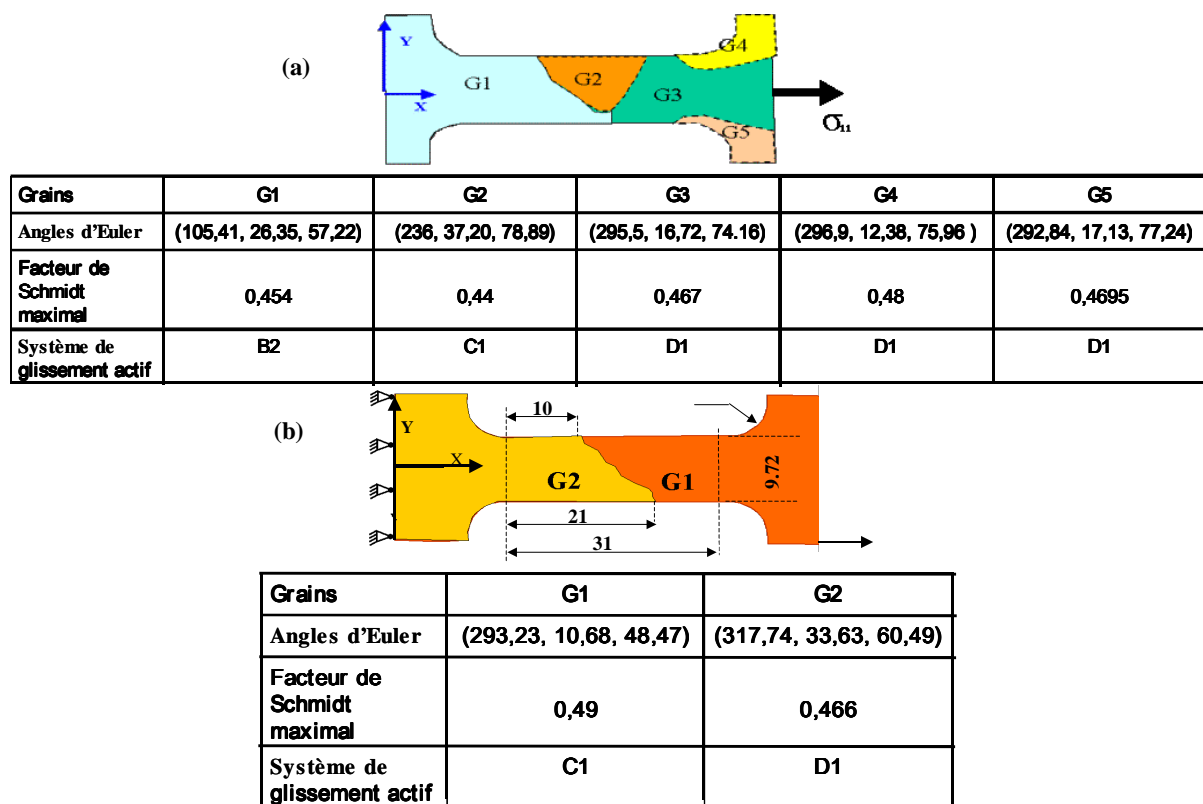


Figure 57 : Eprouvettes d'aluminium sollicitées en traction monotone. Les tableaux présentent les facteurs de Schmidt maximaux correspondant aux systèmes de glissement qui s'activent en premier, dans chaque grain, sous le chargement de traction appliqué.

Les mesures de champs obtenues sur l'éprouvette (a) sont présentées sur la Figure 58. De fortes hétérogénéités de ces champs, dues aux différences d'orientations cristallographiques apparaissent. Comme prévu par la loi de Schmid, le grain G2, qui a une faible valeur de facteur de Schmid, est le moins déformé. Il présente en effet une faible déformation par rapport aux grains G1, G3, G4 et G5 plus favorablement orientés. Les orientations des grains G3, G4 et G5 sont assez proches, ce qui explique la relative homogénéité de la déformation dans ces grains.

La différence de déformation entre le grain G2 et ses voisinages G1 et G3 crée un gradient de déformation. Ce gradient provient de la différence d'orientation définie

par une zone de distorsion difficile à déformer (joint de grains). Ainsi, la zone intragranulaire des grains G1 et G3 se déforme plus facilement que les joints.

De même, la zone de distorsion entre les grains G1, G2 et G3 (joint triple) amène à des déformations plus faibles dans cette zone et un gradient de déformation encore plus important.

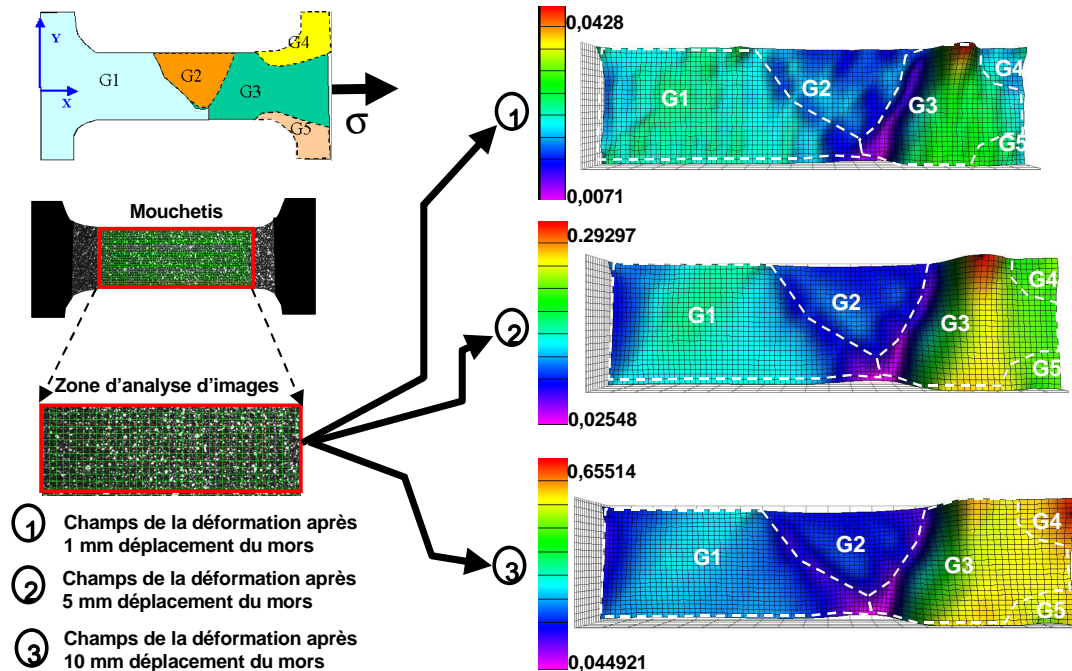


Figure 58 : Champs de déformations axiales (composante axiale du tenseur de déformation de Green Lagrange) d'une éprouvette multicristalline d'aluminium 99,50% composée de 5 grains et déformée en traction monotone.

La Figure 59 présente les résultats obtenus dans le cas d'une éprouvette B à double grain G1 et G2 ayant les facteurs Schmid 0,49 et 0,466 respectivement (Figure 57 b). Au début de l'essai, la déformation dans les deux grains G1 et G2 est quasi similaire (écart de déformation de G1 par rapport à G2 de l'ordre de 0,01%). Ensuite, l'évolution de l'orientation augmente la distorsion de la microstructure du joint G1G2. Ce joint, comme le montre la Figure 59, reste difficile à déformer. Enfin, on note une localisation prédominante de la déformation dans le grain G1.

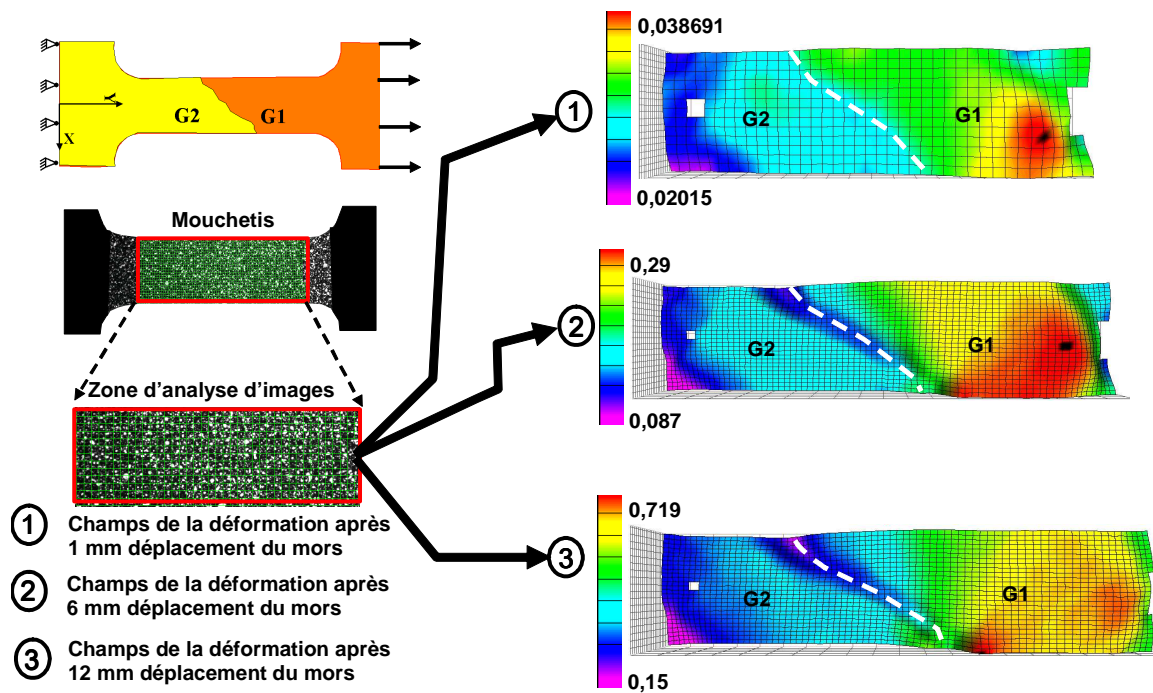


Figure 59 : Champs de déformation axiale (composante axiale du tenseur de déformation de Green Lagrange) d'une éprouvette d'aluminium 99,50% à deux grains ayant une interface inclinée par rapport à la direction transversale et déformée en traction monotone.

La présence du joint incliné par rapport à la direction transversale de l'éprouvette crée dans le grain G1 une zone sous forme de triangle dans laquelle la déformation fait apparaître un gradient important (Figure 60). Les dislocations dans cette partie rencontrent plus d'obstacles à leurs déplacements par rapport au reste du grain où le déplacement de dislocations est relativement facile.

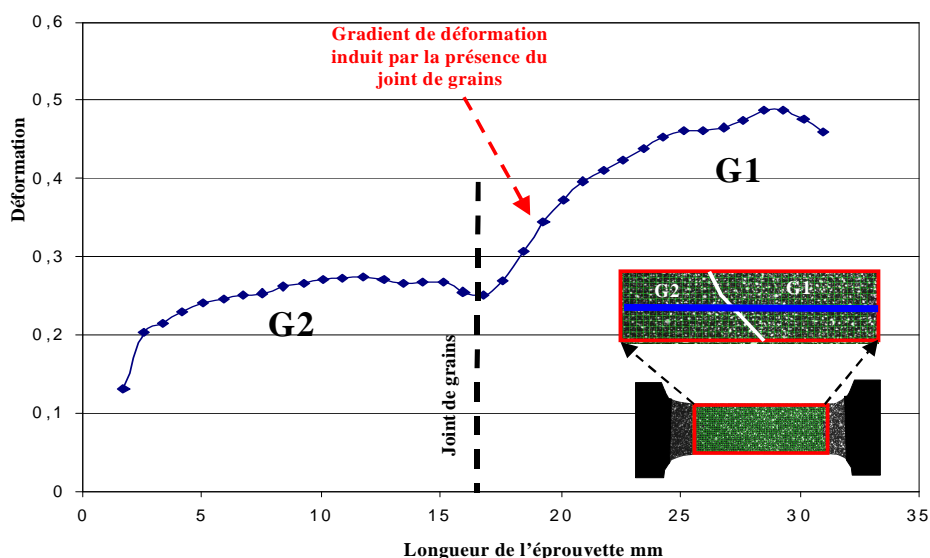


Figure 60 : Profil axial de la composante axiale de la déformation Green Lagrange, lors d'un essai de traction sur l'éprouvette (b) à deux grains après un déplacement du mors de 8 mm.

Les deux exemples cités ci-dessus mettent en évidence la dépendance du comportement macroscopique individuel de grains aux orientations cristallo-graphiques et à la morphologie des grains. Un modèle de comportement doit donc prendre en compte ces paramètres.

4.3.3 Mesures de champs thermiques et estimation des sources de chaleur

Afin de compléter les observations mécaniques et d'offrir, par le biais des sources de chaleur, un complément de validation pour le modèle de comportement proposé, nous effectuons des mesures de champs de variation de température à la surface de l'éprouvette. Ces mesures ont été réalisées en même temps que les mesures de champs cinématiques ; ces résultats seront donc confrontés.

Seul l'essai de traction sur l'éprouvette multicristalline à 2 grains est détaillé ici. La vitesse de déplacement traverse imposée est de 20 mm/min, soit une vitesse de déformation macroscopique moyenne de $1,1 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les mesures thermiques ont été faites à la fréquence de 20 Hz, 1200 images ont été acquises. La fréquence des images visibles, utilisées pour calculer les champs de déplacement puis de déformation, est plus faible : 4,5 Hz. Une peinture de forte émissivité est appliquée à la surface de l'éprouvette afin de se rapprocher des propriétés d'émissivité d'un corps noir et de convertir, via une loi d'étalonnage, le rayonnement thermique en température. Un mouchetis blanc est ensuite projeté par dessus afin de pouvoir réaliser des mesures cinématiques. Les perturbations du champ thermique, induites par ces petites tâches blanches, sont négligeables.

La Figure 61 présente la position de la scène thermique observée ainsi que la zone de traitement utilisée pour estimer les sources de chaleur. La caméra étant positionnée sur un support fixe, les points matériels observés avec la caméra infrarouge sont mobiles dans le repère fixe des images thermiques. Le suivi dans le temps de la température de tous les points matériels de la zone utile n'est plus possible lorsque le déplacement de ces points devient important. La connaissance de la cinématique, grâce aux mesures de champs de déplacement, devrait permettre à terme¹⁵ de suivre la température de n'importe quel point matériel.

¹⁵ Projet en cours de développement dans le laboratoire SYMME

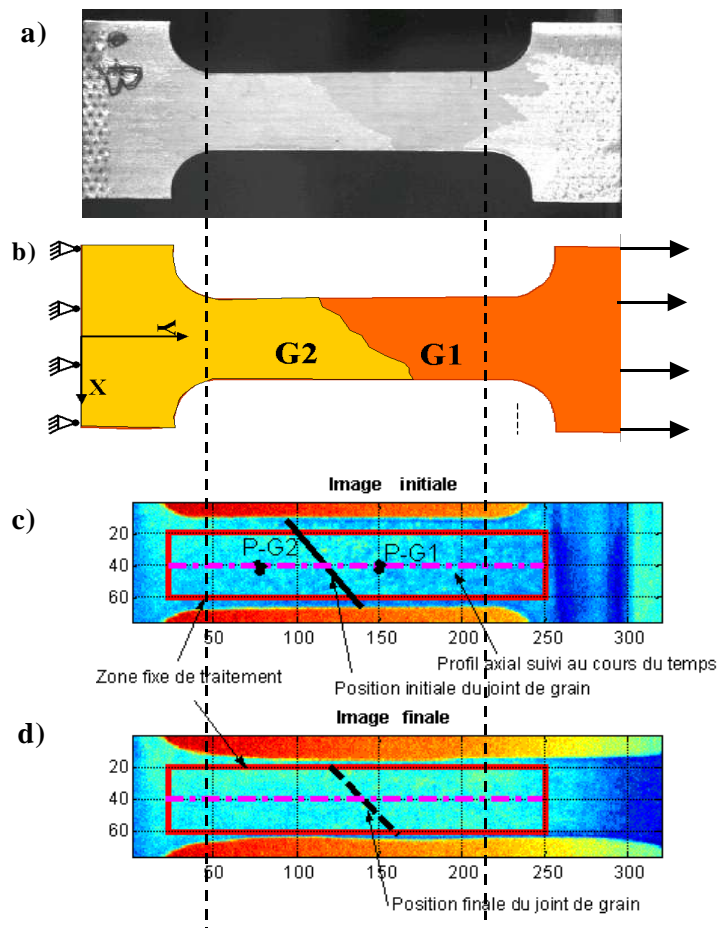


Figure 61 : a) Image de l'éprouvette avant son revêtement avec une peinture à haute émissivité ; les différences d'émissivité permettent de discerner les deux grains. b) Schéma des deux grains avec le joint incliné. c) Image thermique initiale montrant : la zone fixe de traitement pour estimer les sources de chaleur, la position approximative du joint, la ligne centrale sur laquelle seront tracés les profils axiaux. La partie gauche de l'éprouvette est fixe, la droite subit un déplacement imposé. Les points notés P-G1 et P-G2 sont deux points (pixels) fixes de l'image thermique situés aux coordonnées (20,180) et (20, 60) de l'image thermique. d) Image finale montrant la position approximative du joint. Le cadre fixe de traitement ne couvre qu'une partie de la zone utile de traitement.

Les résultats que nous présentons concernent la zone de traitement (fixe) schématisée sur les Figures 61 c, d. Les champs de variations de température, de sources de chaleur associées ainsi que les champs de déformation axiale sont tracés sur la Figure 62, à 3 instants du chargement (cf Figure 63).

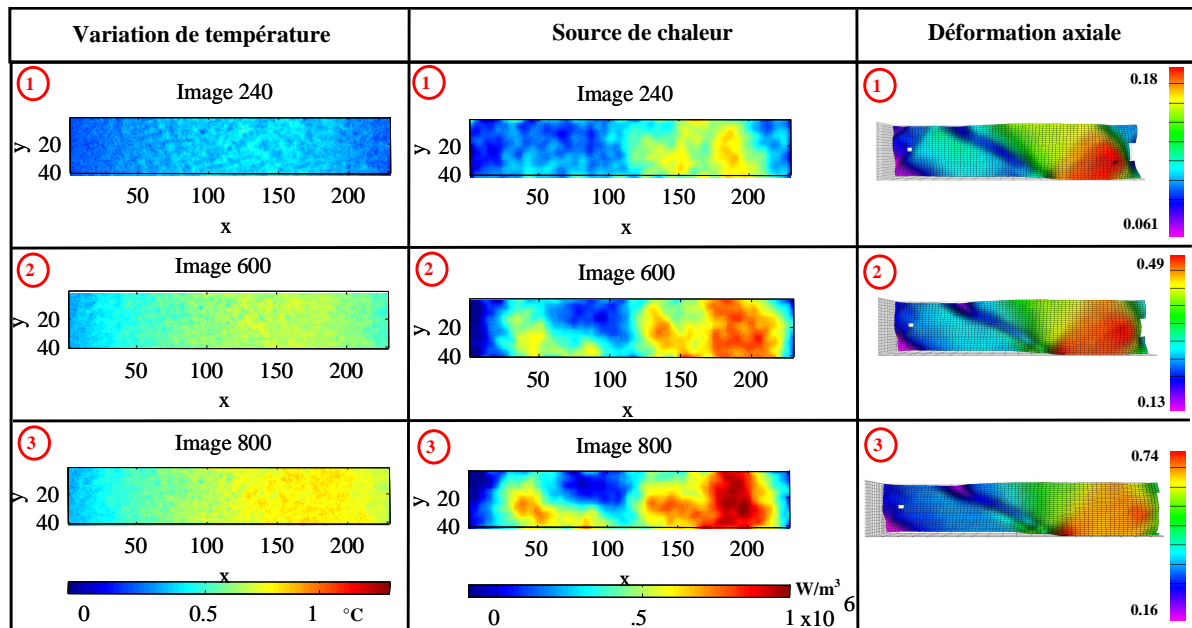


Figure 62 : Champs thermiques (colonne de gauche), de sources de chaleur associées (colonne centrale) et champs de déformation axiale (colonne de droite), mesurés lors d'un essai de traction uniaxiale sur l'éprouvette à deux grains. Ces champs correspondent respectivement aux valeurs 3,7, 8,2 et 10 mm de déplacement du mors mobile, soit pour les images thermiques n°240, 600 et 800.

Une hétérogénéité des champs thermiques est observée dès le début de l'essai (image 240). Cependant, à cause de la faiblesse des sources (dissipation intrinsèque faible sur un tel multicristal) et de la très forte diffusivité thermique de ce matériau, les variations de température sont faibles et diffuses. Il est difficile de dire si le gradient thermique axial est dû à la présence de sources de chaleur localisées ou s'il résulte des échanges de chaleur naturels avec les mors. Les sources de chaleur estimées, en tenant compte du phénomène de conduction thermique, permettent d'accroître le contraste et de mettre en évidence ici les zones d'irréversibilités dues aux mécanismes dissipatifs de déformation plastique. A cet instant du chargement, les sources de chaleur sont déjà très hétérogènes et montrent une localisation de la puissance dissipée dans le grain G1. On remarque que cette zone est également la zone où se localise la déformation axiale. Cette tendance à la localisation dans le grain G1 se poursuit lorsque le chargement évolue. Là aussi on constate que les sources de chaleur et les déformations se localisent principalement dans le grain G1. Une faible activité dans le grain G2 est cependant détectée sur les champs de sources de chaleur, avec des valeurs plus faibles des puissances dissipées. Enfin, on note une activité, que ce soit au niveau des sources de chaleur ou des déformations, beaucoup plus faible au voisinage du joint de grains.

Comme le montre la Figure 64, l'évolution dans le temps de la déformation axiale est différente selon le point observé. L'évolution plus rapide dans le grain G1 que dans l'autre grain traduit une valeur plus importante de la vitesse de déformation dans cette zone et donc une plus grande intensité de la puissance dissipée, ce qui a été observé sur les sources de chaleur estimées. Encore une fois, on constate une bonne corrélation entre les observations cinématiques et thermiques.

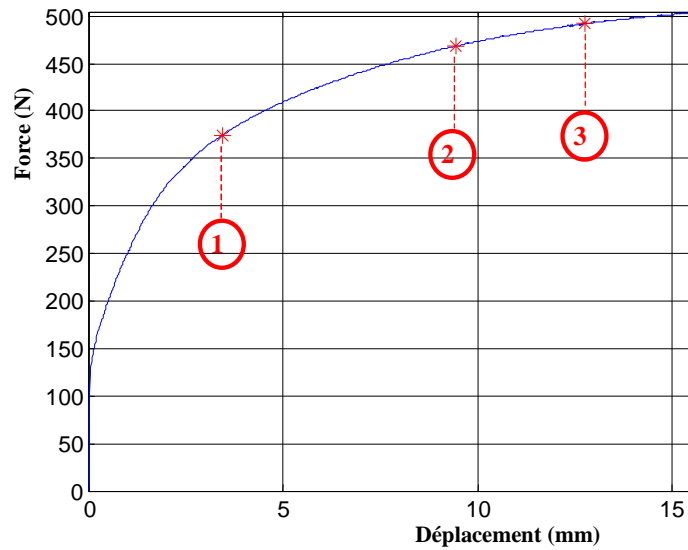


Figure 63 : Réponse mécanique globale de l'essai de traction sur le multicristal d'Al 99,50% à deux grains. Les repères représentent les trois instants où sont présentés les champs de la figure précédente.

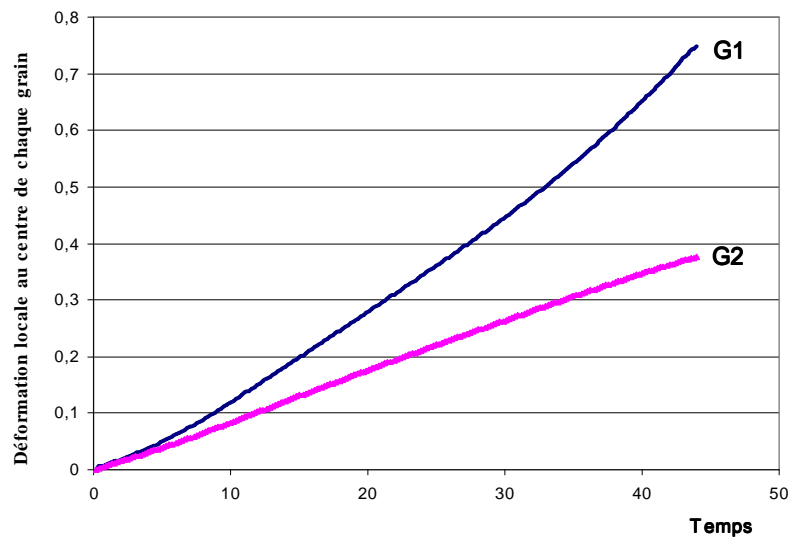


Figure 64 : Evolution dans le temps de la vitesse de déformation (composante axiale de la déformation de Green Lagrange) au centre des grains G1 et G2.

Afin de mieux apprécier l'évolution au cours du temps de la variation de la température et de la source de chaleur, nous avons tracé sur les figures 65 et 66 ces évolutions en deux points fixes de l'image thermique, il s'agit des points notés P-G1 et P-G2 dessinés sur la Figure 61-c. Leurs coordonnées, en pixels, sont 20 (n° ligne) et 180 (n° colonne) dans l'image thermique pour le point P-G1 situé dans le grain G1. Le point P-G2, situé dans le grain G2 est positionné en (20, 60). La Figure 65 montre la très bonne résolution du signal thermique brut, l'amplitude crête-crête du bruit étant inférieure à 0,1 °C. Un filtrage temporel (cf signal superposé), effectué sur toutes les images, permet de réduire l'intensité du bruit et facilite l'estimation du

terme $\frac{\partial \theta}{\partial t}$ de l'équation de diffusion de la chaleur. Des filtrages dans l'espace, non décrits ici, appliqués eux aussi à toutes les images, ont été utilisés afin d'estimer le terme de diffusion de chaleur $-k\Delta\theta$. Ces opérations de traitement d'images sont à la base de la technique d'estimation des sources de chaleur.

Les évolutions dans le temps des variations de température sont différentes (Figure 65). Comme pour les évolutions de déformation (présentées sur la Figure 64) on constate un échauffement plus marqué au niveau du grain G1, traduisant une activité plus forte de ce grain. Les sources de chaleur (Figure 66) confirment cette différence d'activité des grains, la puissance dissipée étant 2 à 3 fois plus élevée dans la zone suivie du grain G1 que dans celle choisie sur le grain G2.

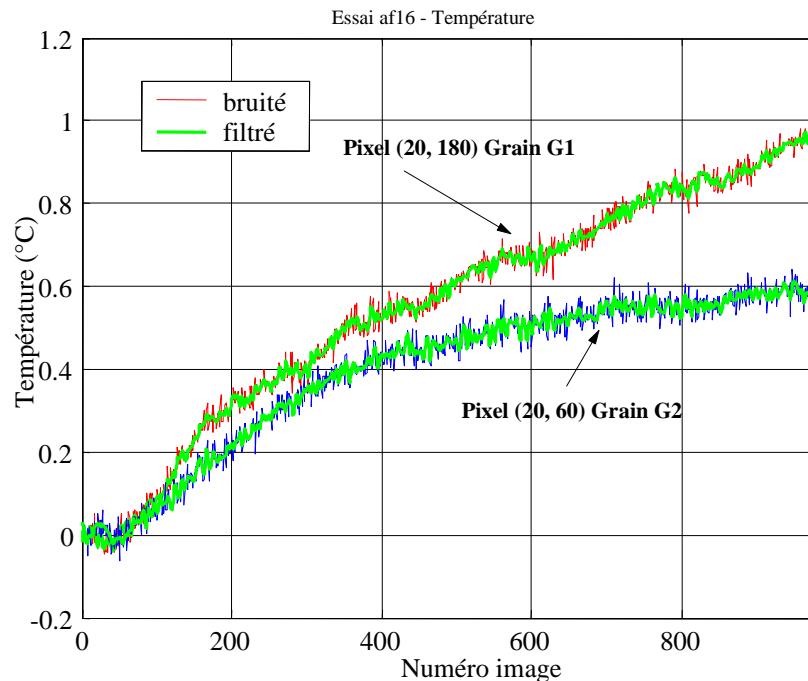


Figure 65 : Evolution dans le temps de la variation de température en deux pixels fixes (P-G1, P-G2) de l'image thermique, dont la position est précisée sur la Figure 61-c.

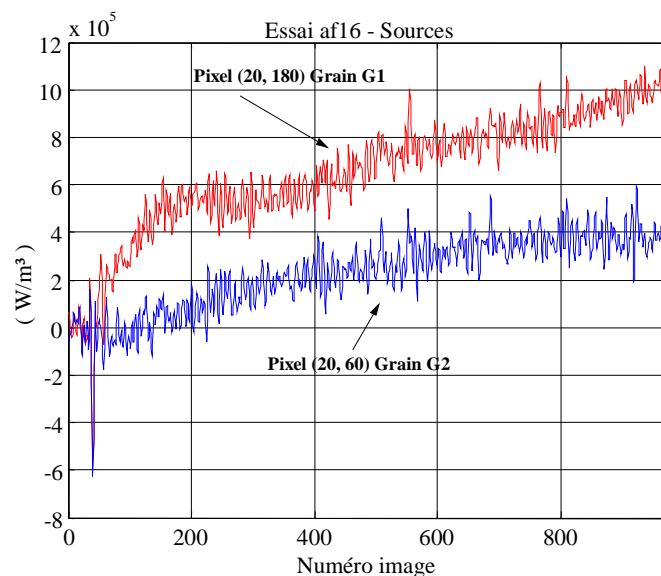


Figure 66 : Evolution dans le temps de la source de chaleur en deux pixels fixes de l'image thermique, dont la position est précisée sur la Figure 61-c.

Compte tenu de la géométrie de l'échantillon et de la position des mors aux extrémités de l'éprouvette le principal gradient thermique est situé dans la direction axiale de l'échantillon. Afin de mieux apprécier l'évolution dans le temps des champs thermiques et des champs de sources de chaleur, nous proposons de suivre, au cours du temps, les profils axiaux le long de la ligne centrale précisée sur les figures 61-c et d de ces champs (voir Figure 67 et Figure 68).

Les variations de température restent limitées à des valeurs assez faibles, proches de 1 C, et montrent un échauffement plus important dans la partie basse, près du grain actif G1 (Figure 67). Les sources de chaleur, mettent en évidence deux zones de localisation qui ont tendance (du fait de la géométrie qui change et des points matériels qui bougent dans le repère image fixe) à dériver vers le bas (mors fixe en mouvement), cf. Figure 68. Pour mieux préciser les zones concernées par cette localisation des sources de chaleur (et donc de la puissance dissipée par la plasticité) nous avons positionné, de part et d'autre des sources de chaleur, les images thermiques initiales et finales (Figure 69). Cette représentation montre bien que le grain G1 est le plus actif et que la zone au voisinage du joint de grain est peu dissipative.

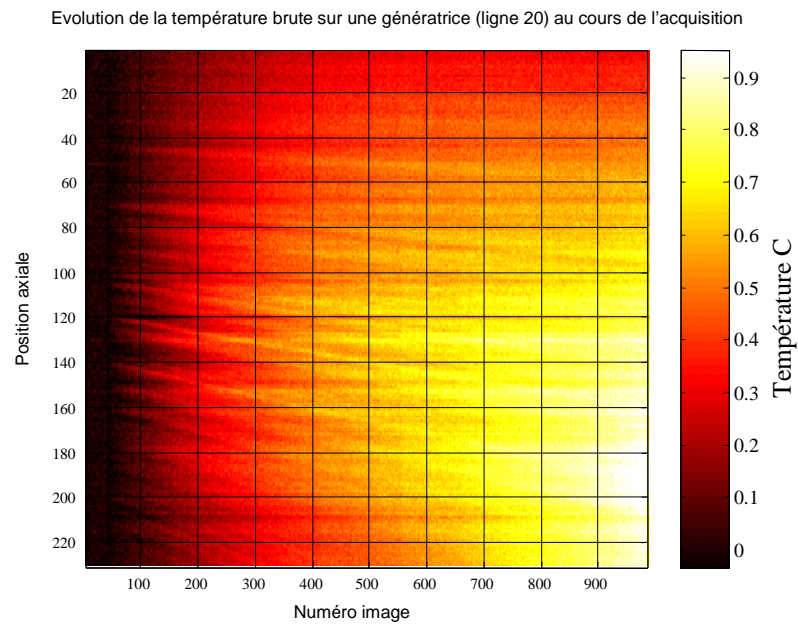


Figure 67 : Evolution dans le temps d'un profil axial (ligne centrale dessinée sur la Figure 61-c) de variation de température ($^{\circ}\text{C}$).

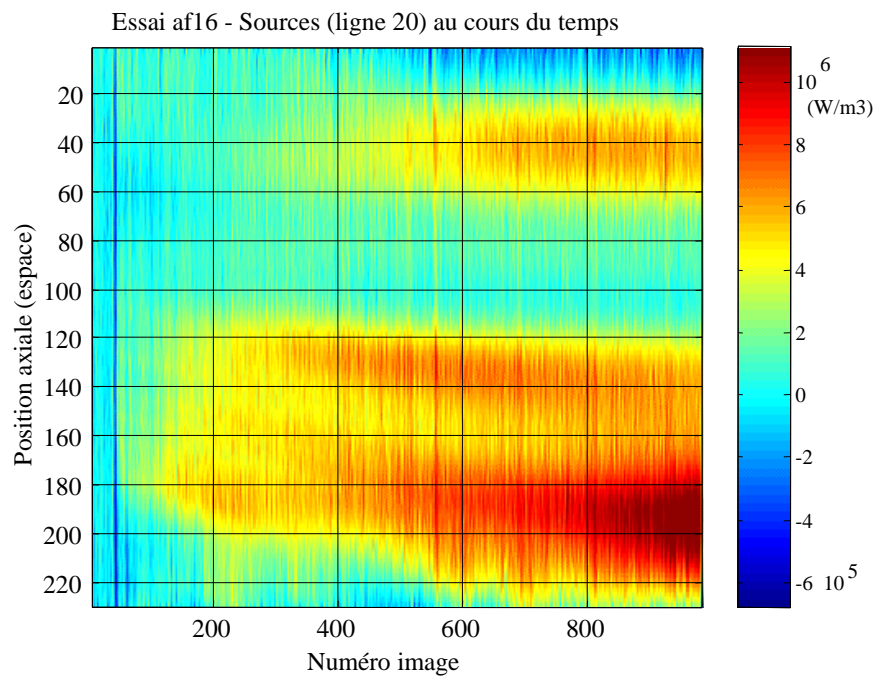


Figure 68 : Evolution dans le temps d'un profil axial (ligne centrale dessinée sur la Figure 61-c) de sources de chaleur (W/m^3).

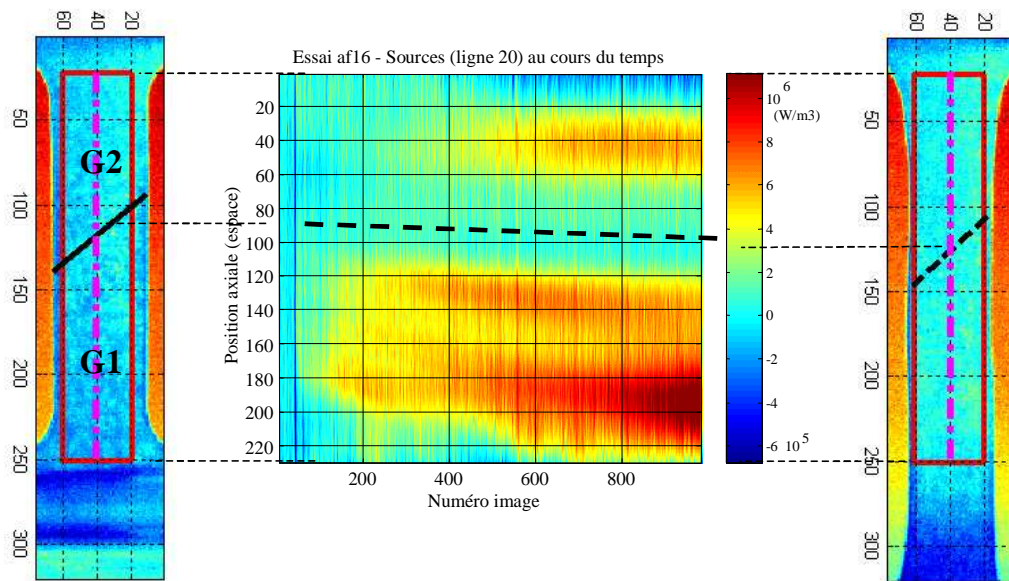


Figure 69 : Les images thermiques initiales et finales de l'éprouvette encadrent une image spatio-temporelle des sources de chaleur. Cette représentation permet de mieux situer les zones dissipatives par rapport aux grains et au joint de grains.

4.4 Confrontation des résultats numériques et expérimentaux

Cette partie présente les résultats numériques obtenus dans le cas de l'essai de traction sur une éprouvette d'aluminium 99,50% à double grain (Figure 70). Ces résultats sont comparés aux mesures expérimentales présentées ci-dessus.

Nous utilisons donc des lois physiques afin de modéliser le comportement macroscopique sous chargement monotone uniaxial. Les paramètres utilisés dans ces lois sont définis dans le Tableau 8. Dans un fichier d'entrée, toutes les données numériques de la simulation sont écrites à l'aide d'Abaqus/CAE.

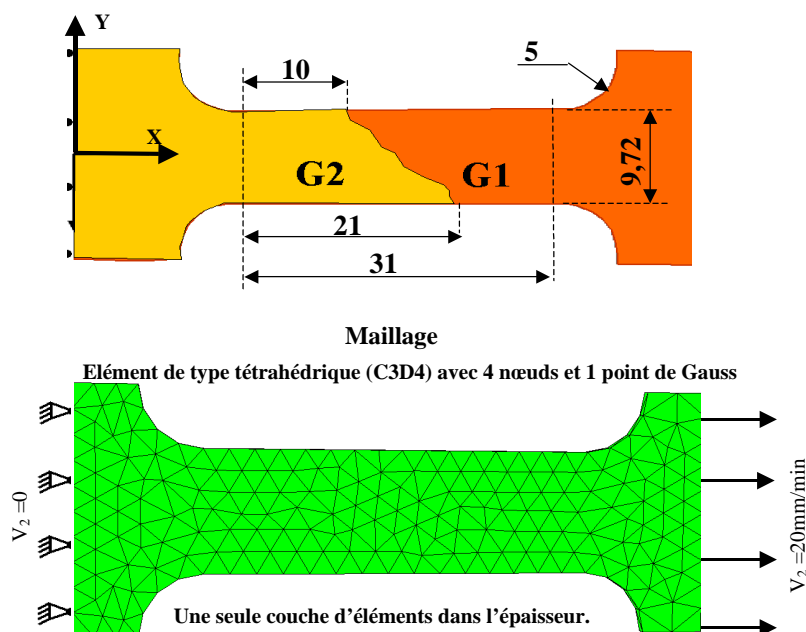


Figure 70 : Géométrie de l'éprouvette d'aluminium à deux grains et le type de maillage adopté lors de la modélisation numérique sur ABAQUS.

Nous choisissons des éléments de maillage de type tétraédrique à quatre nœuds (C3D4) qui permettent d'obtenir une discrétisation homogène des grains ayant généralement des formes irrégulières. Ces éléments sont définis par Abaqus dans le repère macroscopique de l'éprouvette. L'ensemble des éléments contenus dans un grain dispose également d'un repère local obtenu à partir de l'orientation cristallographique du grain par rapport aux axes de l'éprouvette. L'orientation initiale du grain est introduite dans la simulation via le fichier d'entrée comme paramètres initiaux. L'évolution de ces orientations est ensuite déterminée par les lois de comportement à travers Vumat qui les définit (ainsi que d'autres variables telle que la densité de dislocations et les glissements cristallographiques) comme des variables d'état (state variables).

Paramètres	Symbole	Valeur
Constantes élastiques:	C_{11} (GPa)	106.43
	C_{12} (GPa)	60,35
	C_{44} (GPa)	28.21
Vitesse de cisaillement de référence	γ_0 (1/sec)	$7,5 \cdot 10^{-6}$
Coefficient de sensibilité à la vitesse	m	0,005
Module de cisaillement transverse	μ (GPa)	24,4
Distance moyenne d'annihilation:	y_c (mm)	1.43×10^{-6}
Nombre moyen d'obstacles	K	56
Coefficient d'écrouissage latent	α_p	0,07
Coefficient d'auto écrouissage	α_F	0,3
Coefficients d'interactions entre les dislocations	a_0	0,2
	a_1	0,8
	a_2	0,8
	a_3	1
Densité de dislocation initiale	ρ_0 (mm ⁻²)	10^6
Vecteur de Burger	b (mm)	2.8×10^{-7}

Tableau 8 : Paramètres des lois de comportement utilisés lors de la modélisation de l'essai de traction sur l'aluminium 99,50%, identifiés par [8]

Les résultats relatifs aux déformations obtenus par la simulation sur Abaqus montrent un comportement local similaire à celui déterminé par l'analyse d'images. Comme le montre la Figure 71, au début de l'essai, la déformation dans les grains présente un faible gradient entre G1 et G2. Ensuite, la déformation progresse dans le grain G1 d'une manière similaire à celle présentée dans le paragraphe 4.3.2. La présence d'un joint de grain transverse entraîne un gradient de déformation dans le grain G1.

Qualitativement, on constate sur l'évolution de la déformation obtenue par le modèle dans un point appartenant au grain G1 (Figure 72), un bon accord avec les résultats déterminés par l'analyse d'images. Concernant le grain G2, les courbes numérique et expérimentale sont similaires pour un déplacement inférieur à 3 mm. Ensuite, le grain G2 présente une faible évolution de la déformation par rapport à la celle déterminée par l'analyse d'images. Au cours de la simulation, la progression de la déformation dans le grain G1 de la limite la déformation de grain G2, ce qui explique la différence entre les deux courbes (Figure 72.)

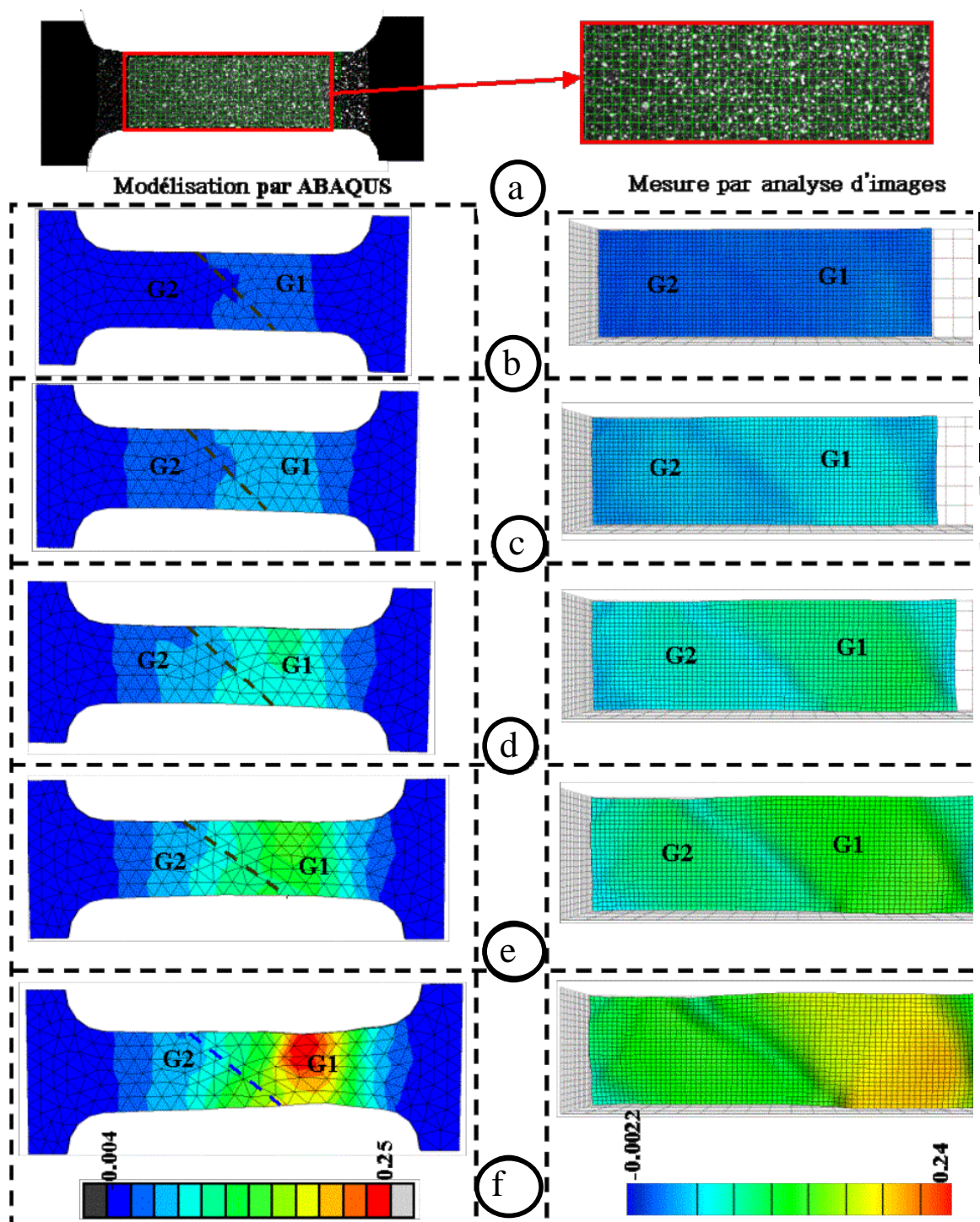


Figure 71 : Distribution de la déformation logarithmique sur la surface d'éprouvette : à droite, mesurée par l'analyse d'images, à gauche déterminée par la modélisation de l'essai sur ABAQUS. Les états notés (b), (c), (d), (e) et (f) correspondent à des valeurs de déplacement du mors mobile de 1, 2, 3, 4 et 6 mm.

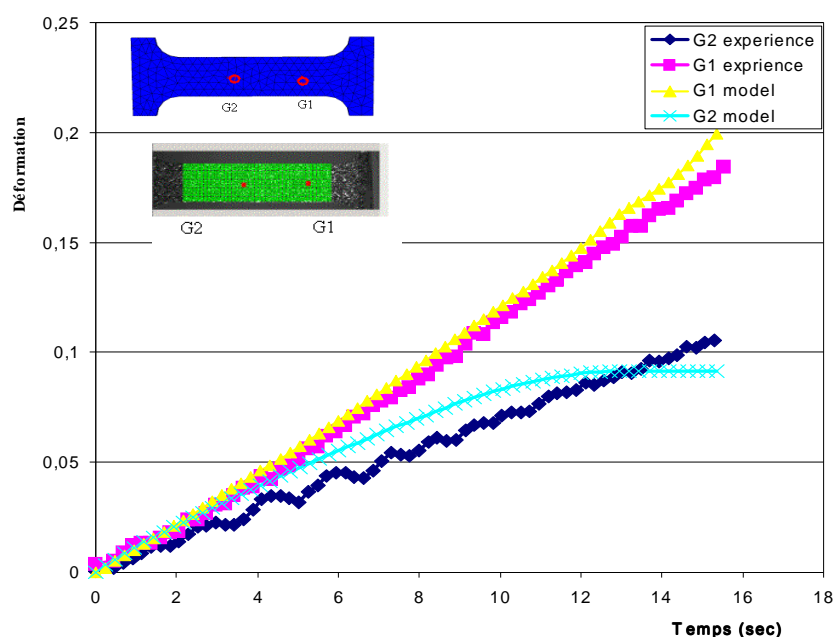


Figure 72 : Déformation logarithmique dans les grains G1 et G2 en fonction du temps obtenue par la simulation numérique sur Abaqus/Explicite et mesurée expérimentalement par l'analyse d'images.

Au niveau du calcul des contraintes, les grains présentent un comportement moins ductile que celui déterminé lors de l'essai expérimental. De plus, certains éléments du maillage, après un déplacement du mors supérieur à 1.5 mm, présentent une forte fluctuation. Nous n'avons pas encore une idée claire sur la raison de ce phénomène mais des raisons liées à la méthode de l'intégration dans Abaqus et à la façon d'introduire les transformations élastoviscoplastique du monocristal dans le calcul éléments finis d'Abaqus (Figure 54) peuvent être une première piste. En effet, la décomposition de la transformation globale en transformations élémentaires peut être incompatible avec le schéma d'intégration d'Abaqus (cf 4.2.3.2). Actuellement, la recherche se poursuit afin d'améliorer la méthode d'intégration des lois du comportement monocristallin dans Abaqus/Explicite.

4.4.1 Commentaire

La durée de la simulation dans certaines conditions est relativement courte (pour 1112 éléments de maillage et un incrément du temps $7,2 \times 10^{-5}$ s, la durée de calcul peut atteindre 13 heures). Cette durée augmente avec l'augmentation du nombre d'éléments de maillage ou la diminution de l'incrément du temps¹⁶. Elle correspond dans certains cas à un temps physique de calcul incomplet. C'est le cas de l'essai de traction modélisé dans cette partie. Le calcul sur Abaqus s'arrête après une valeur de déplacement du mors bien inférieur à celle appliquée sur l'éprouvette lors de l'essai de traction. En effet, la déformation se localise dans l'éprouvette après un déplacement de mors inférieur à sa valeur imposée par la machine. La localisation de la déformation conduit à une striction de la section de l'éprouvette en

¹⁶ Par défaut, ABAQUS détermine l'incrément du temps à partir de la longueur du plus petit élément de maillage. Il est également possible d'imposer un incrément de temps déterminé par l'utilisateur. Cependant, pour un calcul plus stable, il est préférable d'utiliser un incrément de temps proche de celui déterminé par ABAQUS.

impliquant une distorsion dans les éléments de maillage associés. Cependant, le modèle reproduit la zone de concentration de déformation telle que présentée par la mesure expérimentale (Figure 73). Confirmant les résultats obtenus par 7D, la déformation se localise dans le grain G1. Cela est important lors de la modélisation de mise en forme des métaux pour prédire la fissuration dans les pièces embouties par exemple.

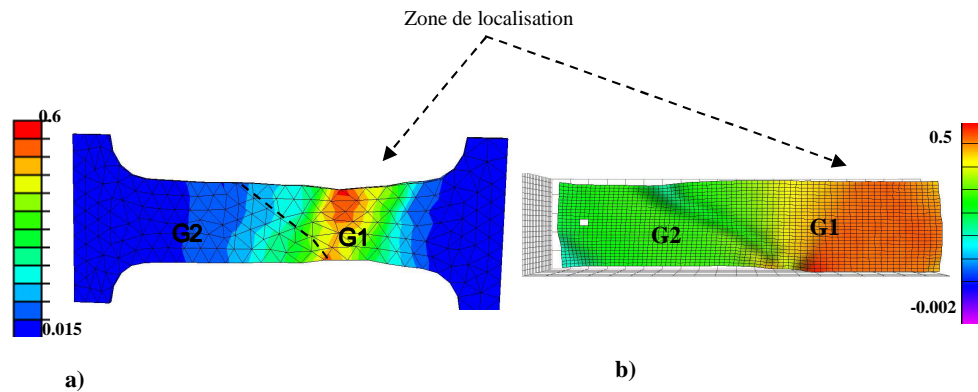


Figure 73 : Localisation de la déformation dans le grain G1 : a) la déformation obtenue par la simulation sur ABAQUS, b) déformation mesurée par l'analyse d'images.

4.5 Conclusion

La modélisation présentée dans ce chapitre est une étape pour le développement d'un modèle macroscopique du comportement des métaux cristallins lors d'opérations de mise en forme, en utilisant une description physique de l'écroutissage. Une intégration des lois physiques du comportement monocristallin dans un code industriel de calcul par la méthode d'éléments finis (Abaqus) a été effectuée. Nous souhaitons par cette intégration réaliser des modélisations dans des conditions de chargement complexes telles que rencontrées lors des opérations de mise en forme. De nombreuses considérations sont prises en compte : la simplicité de l'utilisation, l'obtention du temps de simulation physique relativement court, l'application de différents types de conditions aux limites. Le choix d'Abaqus /Explicite pour intégrer les lois physiques de comportement du monocristal a été motivé par ces considérations.

Pour valider ce type de modélisation, un protocole expérimental fondé sur l'utilisation des éprouvettes ayant des grains suffisant grands (de taille centimétrique) pour faciliter les observations expérimentales a été établi. Ce protocole présente des outils efficaces pour caractériser le comportement local des métaux. Des mesures des champs de déformation et des variations de la température sur la surface plane des éprouvettes ont été effectuées à l'aide de la technique d'analyse d'images. Ces mesures ne permettent pas uniquement de fournir les données expérimentales nécessaires pour la validation, mais également d'évaluer le couplage entre effets thermiques et effets mécaniques au cours de la déformation.

La confrontation des résultats obtenus par la simulation lors de l'essai de traction avec les résultats expérimentaux montre la capacité de cette modélisation à prendre en compte l'hétérogénéité du comportement macroscopique induite par

l'hétérogénéité microstructurale. Elle permet de caractériser le comportement individuel des grains sous l'effet du chargement appliqué en fonction de leur orientation et leur morphologie spatiale. Cependant, des difficultés liées à l'intégration des lois de comportement monocristallines dans Abaqus et la mise au point des paramètres du code éléments finis entraînent une instabilité sur le calcul numérique. Cette instabilité se manifeste sur l'évolution des contraintes. Le travail doit donc être poursuivi pour améliorer la méthode d'intégration des lois de comportement dans Abaqus pour valider le modèle et pour activer l'aspect couplage thermique.

Conclusions générales et perspectives

5.1 Conclusions

Ce travail est dédié à la mise en place d'un modèle micromécanique à fondements physiques cohérents du comportement plastique du monocristal métallique de structure CFC. A terme, il s'agit d'utiliser ce type de modèle pour décrire une opération de mise en forme (au moins une opération d'emboutissage simple).

A cet égard le modèle doit capturer l'essentiel des phénomènes physiques mis en jeu tout en gardant une simplicité relative et un nombre limité de paramètres.

La difficulté principale réside ici dans la modélisation de l'écrouissage cinématique pour lequel il n'existe pas de modélisation répondant aux critères fixés. Nous nous sommes appuyés sur des simulations de dynamique des dislocations pour fonder une représentation qui, si elle n'est pas forcément totalement aboutie, capte selon nous l'essentiel du phénomène.

L'écrouissage cinématique se produit lorsque les dislocations du système actif s'accumulent sur des obstacles sans pouvoir les franchir ou les déstabiliser. Nous avons recensé deux types d'obstacles : les joints de grains et les murs de la microstructure. Nous avons plus particulièrement étudié le mécanisme lié aux microstructures en considérant une répartition homogène des obstacles : tous ont la même résistance et ils sont homologues à des super dipôles de dislocations du système actif.

Dans ce cadre, cela implique que l'écrouissage cinématique est provoqué par le système actif et n'a d'effet que sur ce même système. L'écrouissage cinématique s'apparente donc à une forme d'auto écrouissage. Les dislocations du système actif qui se bloquent sur les obstacles peuvent être vues comme repoussées par un champ de contrainte mais de façon duale, elles sont également présentes pour assurer la compatibilité entre la déformation moyenne que subit le cristal et les déformations respectives des canaux et des obstacles.

La particularité des lois proposées réside dans le fait qu'elles utilisent les densités de dislocations et leurs distributions sur chaque système de glissement comme variables d'écrouissage isotrope et cinématique. Deux types de stockage sont définis, stockage définitif et stockage temporaire.

Le stockage définitif augmente de façon continue la densité des dislocations des parois. Il est à l'origine d'un écrouissage de nature isotrope tel qu'il est déjà utilisé dans des modèles physiques du comportement monotone du monocristal. Le stockage temporaire, quant à lui, est lié à la direction du glissement des dislocations par rapport aux parois. Il présente un auto-écrouissage de nature cinématique.

Afin de transcrire ces mécanismes en relations mathématiques, deux densités de dislocations sont utilisées : la densité des dipôles qui constituent les parois, et la densité des dislocations temporairement accumulées sur les parois. L'utilisation de ces deux densités a permis d'évaluer l'écrouissage isotrope et cinématique au cours de la déformation cyclique. L'analyse qualitative des résultats obtenus par les modélisations des essais idéaux et virtuels de cisaillement, de traction monotone et de traction-compression en grande amplitude de déformations montre l'aptitude du modèle à décrire le comportement du monocristal dans le cas d'un chargement

monotone ainsi que le potentiel du modèle sur un chargement cyclique. Une surestimation de la contrainte limite au cours du premier stade de l'écrouissage est cependant notable. Cela provient du recours à des paramètres d'écrouissage isotrope définis initialement pour des modèles du comportement monotone. Ces paramètres induisent un écrouissage important qui s'ajoute à l'effet de l'écrouissage cinématique produit sur le système actif. De plus, les résultats numériques obtenus mettent en évidence l'effet de la hauteur de dipôle qui joue un rôle important sur l'évolution de l'écrouissage cinématique, et par l'intermédiaire des lois d'évolution des densités de dislocations sur l'évolution de l'écrouissage isotrope.

Un modèle n'est jamais complet sans une identification et une validation aussi complète que possible des paramètres. A cette fin, nous avons défini un protocole expérimental qui s'applique sur le même matériau d'un bout à l'autre de la chaîne de modélisation. On utilise pour cela un essai de cisaillement utilisable aussi bien pour le matériau monocristallin que pour le matériau à l'état industriel. Les tôles monocristallines sont produites à partir du matériau industriel par la technique de recristallisation.

Ce protocole s'adresse à des éprouvettes planes « *monocristallines et multicristallines* » dont la dimension des grains est centimétrique. Cela a permis de réaliser des essais macroscopiques (traction, cisaillement cyclique) et d'effectuer des mesures expérimentales « *champs de déformation et de température* » en utilisant les techniques d'analyse d'images dans le domaine visible et thermique. L'utilisation de ces techniques fournit des données expérimentales relatives aux comportements locaux en tout point de la surface de l'éprouvette.

Une première comparaison des champs thermique et cinématique est effectuée au plan expérimental. Cet aspect est important car le modèle proposé doit être capable de restituer les résultats montrant ainsi son aptitude à rendre compte des aspects énergétiques. C'est dans cette perspective qu'ont été établis les résultats. Par contre l'aspect expérimental est extrêmement délicat et nécessite des moyens supplémentaires en cours de développement. Les résultats expérimentaux sur les mono et multi cristaux sont fortement hétérogènes aussi il faut également s'intéresser à l'intégration des lois dans un code éléments finis pour résoudre les problèmes aux limites complexes associés aux essais expérimentaux. Cette partie a été abordée en s'attaquant au problème de l'intégration d'un modèle micromécanique dans un code élément fini commercial (Abaqus). Cette voie s'avère prometteuse et l'intégration du modèle complet reste à faire. Des points spécifiques portant sur l'intégration et le schéma cinématique ont été mis en évidence.

5.2 Perspectives

Ce travail se trouve à l'interface de nombreux champs disciplinaires. Il apporte une contribution au développement des modèles de comportement plastique à caractère physique, utilisables dans une simulation numérique de mise en forme des matériaux métalliques.

Les différentes étapes qui doivent conduire à cet objectif sont mises en place. Il s'agit de définir les lois de comportement qui puissent rendre compte efficacement de trajets de chargements complexes, de déterminer la méthode d'intégration et de

mettre en œuvre le protocole expérimental reproductible et exploitable pour identifier et valider cette modélisation et d'autres modélisations.

Les lois de comportement proposées dans ce travail à l'échelle du monocristal montrent le potentiel d'un modèle physique défini dans un cadre de l'activation thermique du mouvement des dislocations à prendre en compte l'écrouissage cinématique. Ce dernier est associé à une densité moyenne de dislocations qui évolue suivant le développement de l'hétérogénéité de déformation plastique à l'intérieur du grain.

Actuellement, le travail continue au sein du laboratoire afin d'améliorer la description de l'écrouissage. En utilisant les outils de simulation DDD, une nouvelle modélisation de l'écrouissage est en cours de développement. Une réelle volonté de simplification est apportée. La microstructure est décrite par sa densité de dislocations, à laquelle est associée une statistique d'obstacles (dipôles) évoluant avec la déformation plastique. Au terme de ces études, il apparaît de plus en plus flagrant que la description de la contrainte sur le système de glissement comme la somme d'une contrainte isotrope (à peu près constante dans le cycle) et d'une contrainte cinématique (variable au cours du cycle) n'a pas de sens physique réel.

De façon similaire aux étapes proposées dans ce travail, cette description de l'écrouissage sera intégrée sur les systèmes de glissement, puis dans une simulation macroscopique fondée sur la méthode d'intégration par éléments finis. En parallèle un travail expérimental est en cours pour développer l'essai de cisaillement sur des monocristaux métalliques pour fournir des données cinématiques (contrainte, déformations locales) et thermomécaniques (source de chaleur) lors des déformations cycliques. Ces données seront utilisées d'une part pour identifier les paramètres des lois de comportement, d'autre part pour valider le modèle sur le plan cinématique et thermomécanique.

Références Bibliographique

- [1] Moussy F., Franciosi P., Physique et mécanique de la mise en forme des métaux, Presse du CNRS, Ecole d'été d'Oléron, 1990.
- [2] Moussy F, Interaction modèles-expériences dans l'industrie nécessités et limites. J. Phys. IV, France 12, 2002.
- [3] M. Fivel, Plasticité Cristalline et Transition d'Echelles : de l'Atome au Monocristal. Colloque National MECAMAT, Aussois, 2006.
- [4] Y. Ledoux, Optimisation des procédés d'emboutissage par caractérisation géométrique et essais numériques, Thèse de Doctorat, Université de Savoie, 2005.
- [5] O. Incandela, Définition de protocoles rationnels d'identification de lois de comportement élastoplastiques : Application à la simulation éléments finis d'opération industrielle d'emboutissage, Thèse de Doctorat, Université de Savoie, 2006.
- [6] A. Molinari, and L. S. Toth; Tuning a self consistent viscoplastic model by finite element results. I: Modeling, Acta. Metall. Mater. 42, 2453-2458, 1994.
- [7] U. F. Kocks, C. N. Tomé and H-R Wenk, Texture and anisotropy, Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
- [8] S. Dumoulin, De l'utilisation d'une loi monocristalline en vue de la caractérisation du comportement plastique du multicristal d'aluminium, Thèse de Doctorat, Université de Savoie, 2001.
- [9] G. Cailletaud, S. Forest, D. Jeulin, F. Feyel, I. Galliet and V. Mounoury, Some elements of microstructural mechanics, Computational Materials Science 27, 351-374, 2003.
- [10] A. Musienko, K. Schmidegg, O. Kolednik, R. Pippan and G. Cailletaud, FE simulation of multicrystals at large strains, Problems of Material Science 33 (1), 357-364, 2003.
- [11] M. Fivel, Etudes numériques à différentes échelles de la déformation plastique des monocristaux de structure CFC, Thèse de Doctorat, INP de Grenoble, Laboratoire GPM2, 1997.
- [12] B. Devincre and M. Condat, Model validation of a 3D simulation of dislocation dynamics: Discretization and line tension effects, Acta. Metall. Mater. 40, 2629-2937, 1994.
- [13] B. Devincre & L.P. Kubin, Mesoscopic simulations of dislocations and plasticity, Mat. Sci. Engng. (A) 234-236, 8-14, 1997.
- [14] C. Déprés, Modélisation physique des stades précurseurs de l'endommagement en fatigue dans l'acier inoxydable austénitique 316L, Thèse de Doctorat, INP de Grenoble, 2004.
- [15] B. Devincre, L. Kubin and T. Hoc, Physical Analysis Plasticity by DD Simulations, Scripta Materialia, 54, 2006.
- [16] B. Devincre, T. Hoc and L. P. Kubin, Collinear Interaction and Slip Systems, Mat. Sci. Engng. (A) 400-401, 2005.
- [17] H. Mecking, Syntheses: Modeling of polycrystal plasticity, Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 7, 669-673, 1999.
- [18] C.J. Taylor, J. Inst. Met. 62, 307-324, 1983.
- [19] A. Molinari, G.R. Canova, and S. Ahzi, A self consistent approach of the large deformation polycrystal viscoplasticity, Acta Metall. 35, 2983-2994, 1987.
- [20] C. Rey, simulation des champs mécaniques locaux pour différentes microstructures et agrégats, Colloque National MECAMAT, Aussois, 2006.
- [21] E. Schmid & W. Boas, Kristallplastizität, Springer Verlag, Berlin, 1935.

- [22] E. Orowan, Zur Kristallplastizität II – Die dynamische Auffassung der Kristallplastizität. Zeitschrift für Physik, 89, 614-633, 1934.
- [23] E. Orowan, Zur Kristallplastizität III – Über den Mechanismus des Gleitvorganges. Zeit-Schrift Physik, 89, 634-659, 1934.
- [24] C. Teodosiu, A physical theory of the finite elastic-viscoplastic behaviour of single crystal, Eng. Trans. 23, 157-183, 1975.
- [25] C. Teodosiu and F. Sidoroff, A physical theory of the finite elasto-viscoplastic behaviour of single crystals, Int. J. Engng. Sci. 14, 165-176, 1976.
- [26] L. Tabourot, Vers une vision unifiée de la plasticité cristalline, Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Savoie, 2001.
- [27] J. Mandel, Généralisation de la Théorie de Plasticité de W. T. Koiter, Inter. J. Solids and Structures, 1, 1965.
- [28] Y. W. Chang, and R. J. Asaro, An Experimental study of Shear localization in aluminium-copper single crystal, Acta Metall., 29, 1981.
- [29] G. J. Weng, Anisotropic Hardening in Single Crystals and the Plasticity of Polycrystals, Int. J. Plast., 3, 1987.
- [30] U.F. Kocks, Laws for work-hardening and low-temperature creep, J. Mater. Technol. 98, 76-85, 1976.
- [31] D. Peirce, R.D. Asaro and A. Needleman, Material rate dependence and localized deformation in crystalline solids, Acta. Metall. 31, 1951-1976, 1983.
- [32] L. Méric and G. Cailletaud, Single crystal modelling for structural calculation: part 2- finite element implementation, J. Eng. Mat. Technol. 113, 171-182, 1991.
- [33] G. Cailletaud, A Micromechanical Approach to Inelastic Behaviour of Metals, Int. J. Plast. 8, 55-73, 1991.
- [34] P. Franciosi, Etude Théorique et Expérimentale du comportement Elastoplastique des monocristaux se déformant par glissement : modélisation pour un chargement complexe quasi-statique. Thèse de Doctorat, Paris Nord, 1984.
- [35] P. Franciosi, The Concept of Latent Hardening and Strain Hardening in Metallic Single Crystals, Acta. Metall., 33, 1985.
- [36] H. Mecking and K. Lucke, A new aspect of the theory of flow and stress in Metals, Scripta Metall. 4 (6), 427-432, 1970.
- [37] H. Mecking and U.F. Kocks, Kinetic of flow and strain hardening, Acta Metall. 29, 1865-1875, 1981.
- [38] L. Tabourot, Loi de comportement elastoviscoplastique du monocristal en grande transformation, Thèse de Doctorat, INP de Grenoble, 1992.
- [39] L. Tabourot, M. Fivel, E. Rauch, Generalised constitutive laws for FCC single crystals, Mat. Sci. Engng. (A) 234-236, 639-642, 1997.
- [40] S. Frénois, Modélisation polycristalline du comportement mécanique du tantale. Application à la mise en forme par hydroformage, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris, 2001.
- [41] L.P. Evers, W.A.M. Brekelmans and M.G.D. Geers, Scale dependent crystal plasticity framework with dislocation density and grain boundary effects, Inter. J. of Solids and Structure, 41, 5209-5230, 2004.
- [42] B. Peeters, M. Seefeldt, C. Teodosiu, S.R. Kalidindi, P. Van Houtte and E. Aernoudt, Work-hardening/softening behaviour of b.c.c. polycrystals during changing strain paths: i. an integrated model based on substructure and texture evolution, and its prediction of the stress-strain behaviour of an IF steel during two-stage strain paths. Acta Mater. 49 (9), 1607-1619. 2001.

- [43] C. GAUDIN, Etude des mécanismes associés au rochet cyclique d'un acier austénitique AISI 316 L, Thèse de Doctorat, Laboratoire Roberval, Université de Technologie de Compiègne, 2002.
- [44] Y. Estrin and H. Mecking, A unified phenomenological description of work-hardening and creep based on one parameter models, *Acta Metall.* 57, 1984.
- [45] G. Saada, sur le durcissement dû à la recombinaison des dislocations, *Acta Metall.* 8, 841, 1960.
- [46] U. Essmann and H. Mughrabi, Annihilation of dislocations during tensile and cyclic deformation and limits of dislocation densities, *Phil. Mag. A* 40, 731–756, 1979.
- [47] M. F. Ashby, The deformation of plastically non-homogenous materials, *Phil. Mag.* 21, 399-424, 1970.
- [48] H. Mughrabi, On the role of strain gradients and long-range internal stresses in deformed metal crystals, *Mat. Sci. Engng. A* 317 (1-2), 171-180, 2001.
- [49] H. Mughrabi, Dislocation wall and cell structures and long-range internal stresses in deformed metal crystals, *Acta Metall.* 31, 1367, 1983.
- [50] X. Feaugas, On the origine of the tensile flow stress in the stainless steel AISI 316L at 300K: back stress and effective stress, *Acta Mater.* 47 (13), 3617-3632, 1999.
- [51] Y. Estrin, L.S. Toth, A. Molinari and Y. Bréchet, A dislocation based model for all hardening stages in large strain deformation, *Acta Metall.* 46 (15), 5509-5522, 1998.
- [52] J. Philibert, A. Vignes, Y. Bréchet et P. Combrade, *Métallurgie du minerai au matériau*, Edition Masson, Paris, 1998.
- [53] D. Kuhlmann-Wilsdorf, The theory of dislocation-based crystal plasticity, *Phil. Mag. A* 79 (4), 955-1008, 1999.
- [54] J.P. Hirth and J. Lothe, *Theory of dislocations*, 2nd Edition, Wiley Interscience, New York: McGraw-Hill, 1982.
- [55] C. Gaudin and X. Feaugas, Cyclic creep process in AISI 316L stainless steel in terms of dislocation patterns and internal stresses, *Acta mater* (52), 3097-3110, 2004.
- [56] X. Feaugas and C. Gaudin, Ratchetting process in the stainless steel AISI 316L at 300 K: an experimental investigation, *Int. J. Plast.* (20), 643-662, 2004.
- [57] E.A. Repetto and M. Ortiz, A micromechanical model of cyclic deformation and fatigue-crack nucleation in f.c.c single crystals. *Acta Mater.* 45(6), 2577-2595, 1997.
- [58] Y. Estrin, H. Braasch & Y. Brechet, A dislocation density based constitutive model for cyclic deformation, *J. Engng. Mat. Tech.* 118, 441-447, 1996.
- [59] Y. Estrin and H. Mecking, *Acta Metall.*, 32, 1261, 1987.
- [60] F. Eberel, Second order heterogeneities in a multicristal development using X-ray diffraction and comparison with a finite element model. Thèse de Doctorat, ENSAM, 1999.
- [61] R. Becker, J.F. Butler, H.Jr.Hu, and L.A. Lalli, Analysis of an aluminium single crystal with unstable initial orientation (01) [110] in channel die compression, *Metall. Trans.*, 22A, 45-58, 1991.
- [62] F.R.N. Nabarro, Z.S. Basinski, and D.B. Holt, The plasticity of pure single crystals. *Advanced Physics*, 13, 193, 1964.
- [63] C.Y. Chiem and J. Duffy, Strain rate history effects and observations of dislocation substruction in aluminum single crystal following dynamic deformation. *Mater. Sci. Engng.* 57, 233-247, 1983.

- [64] F.R.N. Nabarro, Work hardening and dynamical recovery of FCC metals in multiple glide, *Acta Metall.* 37, 1521-1546, 1989.
- [65] J.M. Dorlot, J.P. Bailon and J. Masounave, *Des matériaux*. Editions de l'Ecole Polytechnique de Montréal, 1986.
- [66] H. Mecking, B. Nicklas, N. Zarubova and U. F. Kocks, A universal temperature scale for plastic flow. *Acta. Metall.* 3, 527-535, 1986.
- [67] P. Franciosi, M. Berveiller and A. Zaoui, Latent hardening in copper and aluminium single crystals, *Acta. Metall.* 28 (3), 273-283, 1980.
- [68] J.F. Bell, Generalized large deformation behaviour for centred cubic solids: nickel, aluminium gold, silver and lead, *Phi. Mag.* 11, 1135-1156, 1956.
- [69] S. Catalo, X. Feaugas, P. Pilvin and M.T. Cabrillat, Dipole heights in cyclically deformed polycrystalline Aisi 3161 stainless steel, *Mater. Sci. Engng. A*, 400-401, 349-352, 2005.
- [70] M.E. Kassner, M.A. Wall and M.A. Delos-Reyes, Primary and secondary dislocation dipole heights in cyclically deformed copper single crystals, *Mater. Sci. Engng. A*, 317, 28-31, 2001.
- [71] M.E. Kassner, In-situ cyclic deformed of Al single crystals in the HVEM and the concept of internal backstresses, *Mater. Sci. Engng. A*, 234-236, pp. 110-114, 1997.
- [72] T.E. Mitchell and W.A. Spitzig, Three stages hardening in tantalum single crystals, *Acta Metall.*, 1169, 1965.
- [73] D.K. Bowen, J.W. Christian, and Taylor, Deformation properties of niobium single crystals, *Can. J. Phys.* 45, 903, 1967.
- [74] J.G. Gardiner and J.A. Weiss, Simple shear testing of parallel-fibered planar soft tissues, *J. of Bio. Engng.* 123, 170-175, 2001.
- [75] E.F. Rauch, Etude de l'écrouissage des métaux, aspects microstructuraux et lois de comportement, Habilitation à Diriger des Recherches, INP Grenoble, 1993.
- [76] K. Miyauchi, *Sci. papers of I.P.C.R.* 78;27. 1984.
- [77] P. Vacher, Apport des techniques de corrélation d'images en mécanique : Mesure de déformations et numérisations 3D, Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Savoie, 2003.
- [78] T. COUDERT, Reconstruction tridimensionnelle du volume intérieur d'une chaussure : évaluation du chaussant, Thèse de Doctorat, Université de Savoie, 2005.
- [79] H. Louche, Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans les aciers, PhD Dissertation, Université de Montpellier, 1999.
- [80] A. Chrysochoos and H. Louche, An Infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation, *Int. J. Eng. Sci.* 38, 1759-1788, 2000.
- [81] F. Papini and P. Gallet, *Thermographie infrarouge-Timage et mesure*, Ed. Masson, 1994.
- [82] G. Gaussorgues, *La thermographie infrarouge*, Ed. Technique et Documentation, Lavoisier, Paris, 1989.
- [83] A. Chrysochoos, Dissipation et blocage d'énergie lors d'un écrouissage en traction simple, Thèse de Doctorat, Université de Montpellier II, 1987.
- [84] *Abaqus analysis user's manual*, version 6.4, ABAQUS, Inc.
- [85] J.R. Rice, Inelastic constitutive relation for solids: an internal-variable theory and its application to metal plasticity, *J. Mech. Physics of Solids*, 19, 433-455, 1971.